

TESIS DE MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICAS

**MAGNETOMETRÍA HALL LOCAL APLICADA AL
ESTUDIO DE TRANSICIONES DE LA MATERIA DE
VÓRTICES EN SUPERCONDUCTORES DE ALTA
TEMPERATURA CRÍTICA**

Lic. Lucas Albornoz
Maestrando

Dr. Pablo Pedrazzini
Director

Dra. Yanina Fasano
Colaboradora

Miembros del Jurado
Dr. Julio Guimpel
Dr. Rodolfo Sánchez
Dr. Sebastián Bustingorry

Diciembre de 2015

Laboratorio de Bajas Temperaturas – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A mis padres, Laila y Felipe.

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de figuras	vii
Resumen	ix
Abstract	xi
1. Introducción	1
1.1. Dos tipos de superconductores	2
1.2. Superconductores de alta temperatura crítica	4
1.2.1. La materia de vórtices	5
1.3. Diagrama de fases de la materia de vórtices en el sistema $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$	6
1.3.1. La transición de fusión de primer orden	7
1.3.2. La línea de irreversibilidad	11
1.3.3. La transición orden-desorden	14
1.4. La materia de vórtices en muestras con desorden fuerte introducido por irradiación	17
1.4.1. Modificación del diagrama de fases	18
1.5. Objetivos de la tesis	21
2. Técnicas experimentales	23
2.1. Efecto Hall	23
2.1.1. Sondas Hall	24
2.2. Magnetometría Hall local utilizando sondas de 2DEG	26
2.2.1. Sondas Hall como magnetómetros	27
2.2.2. Montaje de las sondas utilizadas	28
2.2.3. Otros detalles experimentales	29
2.2.4. Magnetometría DC y AC	30
2.3. Desarrollo de un portamuestras axial	34
2.4. Muestras estudiadas	37

3. Resultados experimentales y discusión	39
3.1. Observación de la transición de primer orden a altas temperaturas . . .	39
3.2. Observación de la línea de irreversibilidad	44
3.3. Observación del efecto “segundo pico” en muestras irradiadas	47
3.4. Observación de una anomalía de origen desconocido en ciclos DC . . .	53
3.5. Dependencia de T' con H_{ac} y f en las cercanías de T_{FOT}	55
3.5.1. Efecto de cambios en la amplitud de la excitación AC	55
3.5.2. Efecto de cambios en la frecuencia de la excitación AC	57
3.6. Ciclos DC no monótonos	59
4. Simulaciones 2D de la red de vórtices	63
4.1. Descripción general de las simulaciones	64
4.1.1. Ecuación de movimiento	64
4.1.2. Parámetros de simulación utilizados	65
4.2. Resultados: histogramas de difusión	66
4.3. Respuesta en frecuencia de panqueques móviles ante una fuerza alterna	69
4.3.1. Modelo	70
4.3.2. Comparación con datos experimentales	70
5. Conclusiones generales	73
Agradecimientos	81

Índice de figuras

1.1. Longitudes características del modelo de Ginzburg y Landau.	2
1.2. Decoraciones magnéticas que muestran la red de vórtices.	3
1.3. Diagramas de fase típicos para superconductores tipo I y tipo II.	4
1.4. Vórtices panqueques.	6
1.5. Observación de la transición de fusión de primer orden por Pastoriza y colaboradores.	7
1.6. Salto en $B - H$ observado con magnetometría Hall local por Zeldov y colaboradores.	8
1.7. Observación del pico paramagnético por Morozov y colaboradores.	9
1.8. Ubicación del pico paramagnético en distintos puntos de una muestra. .	10
1.9. Disipación vista por Morozov y colaboradores, con un pico angosto que corresponde a la transición de fusión.	10
1.10. $B - H$ vs. H para muestras con distintas geometrías.	12
1.11. Línea de irreversibilidad y transición de fusión en una muestra con forma de prisma.	13
1.12. Primera propuesta de un diagrama de fases completo de la materia de vórtices en Bi-2212.	14
1.13. Observación del efecto “segundo pico” por Khaykovich y colaboradores. .	15
1.14. Observación de que la línea B_{SP} es una transición de primer orden y es la continuación de la transición de fusión.	16
1.15. Transición de primer orden observada por Khaykovich y colaboradores en muestras con bajas dosis de defectos columnares.	19
1.16. Diagrama de fases en muestras con bajas densidades de defectos columnares obtenido por magneto óptica diferencial.	20
1.17. Decoraciones magnéticas en muestras irradiadas por regiones.	21
2.1. Esquematización del efecto Hall.	24
2.2. Vista superior de una sonda Hall real.	25
2.3. Arreglo de dos sondas Hall.	28
2.4. Sondas Hall de 2DEG utilizadas.	29

2.5. Esquema del sistema de detección para las mediciones AC.	33
2.6. Diseño del portamuestras axial.	35
2.7. Fotografía del nuevo portamuestras axial.	36
2.8. Muestras con $B_\Phi = 10$ G estudiadas.	37
3.1. Transición de primer orden en muestras irradiadas. Ciclos DC y AC. . .	40
3.2. Ciclos DC y AC a una misma temperatura.	41
3.3. T' en función de T para distintos campos aplicados, $B_\Phi = 10$ G.	42
3.4. T' en función de T para distintos campos aplicados, $B_\Phi = 30$ G.	42
3.5. Diagrama H - T para $H_{FOT}(T)$	43
3.6. $B - H$, B''_{ac} y $ T_{h3} $ para una muestra con $B_\Phi = 10$ G.	44
3.7. $ T_{h3} $ vs. T para distintos campos aplicados y dosis de irradiación. . . .	45
3.8. $ T_{h3} $ vs. T a distintas frecuencias de la excitación AC.	46
3.9. Diagramas H - T mostrando $H_{IL}(T)$	46
3.10. Observación de H_{SP} en una muestra prístina.	48
3.11. Observación de H_{SP} en muestras irradiadas.	48
3.12. Observación de H_{SP} en una muestra con $B_\Phi = 10$ G a varias temperaturas. .	49
3.13. Observación de H_{SP} en una muestra con $B_\Phi = 30$ G a varias temperaturas. .	49
3.14. Diagrama H - T de las líneas H_{SP} y H_{FOT}	50
3.15. Detalle líneas H_{SP} y H_{FOT} para $B_\Phi = 10$ G.	51
3.16. Ciclo AC y ciclo DC simultáneos.	52
3.17. Detalle mediciones AC y DC simultáneas y no simultáneas.	52
3.18. Anomalía H_0 en ciclos DC para $B_\Phi = 30$ G.	53
3.19. Diagrama H - T de las líneas H_{SP} , H_{FOT} y H_0	54
3.20. Observación de H_0 para $B_\Phi = 30$ G que no se ve para $B_\Phi = 10$ G. . . .	55
3.21. Efecto de la amplitud en el pico paramagnético a bajos campos.	56
3.22. Efecto de la amplitud en el pico paramagnético a campos intermedios. .	57
3.23. Respuesta en frecuencia observada en T' para $H/B_\Phi = 1/2$	57
3.24. Respuesta en frecuencia observada en T' para distintos valores de H/B_Φ . .	58
3.25. Esquema de medición en un ciclo monótono y en un ciclo no monótono. .	60
3.26. Ciclo monótono y ciclo no monótono a una misma temperatura.	60
3.27. Ciclos monótonos y no monótonos a varias temperaturas.	61
4.1. Histogramas de difusión para simulaciones sin y con centros de anclaje. .	67
4.2. Histogramas de difusión para distintas relaciones B/B_Φ	69
4.3. Comparación entre resultados experimentales y el modelo propuesto para panqueques móviles.	71
5.1. Esquema del diagrama de fases para muestras irradiadas con bajas dosis de defectos columnares construido a partir de nuestras observaciones. .	74

Resumen

Desarrollamos y utilizamos las técnicas continua (DC) y alterna (AC) de magnetometría Hall local para realizar mediciones en muestras del superconductor de alta temperatura crítica $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Estudiamos el diagrama de fases de la materia de vórtices en muestras irradiadas con iones de Xe acelerados a altas energías que generan defectos columnares que son centros de anclaje muy efectivos para los vórtices. Las muestras estudiadas tienen campos de conmensurabilidad $B_\Phi = 10 \text{ G}$ y 30 G .

Detectamos, utilizando las técnicas DC y AC, la transición de primer orden en la que la materia de vórtices pasa de un estado líquido a un sólido desordenado, encontrando que la técnica AC permite una detección mejor definida de la transición. La transición de primer orden deja de observarse para $H \sim 55 \text{ Oe}$, en contraste con lo observado en muestras prístinas donde la transición es detectable hasta $H \sim 200 \text{ Oe}$. Observamos también una anomalía en mediciones DC de características muy similares al efecto “segundo pico”, que en muestras prístinas corresponde a una transición de fase orden-desorden. Nuestros resultados no permiten determinar si, en las muestras irradiadas estudiadas, se trata de una transición de fase o un cambio de régimen. La anomalía es detectable hasta temperaturas relativamente altas en las que también se observa la transición de primer orden, sin que ambas líneas se solapen. Adicionalmente, en una muestra con $B_\Phi = 30 \text{ G}$ observamos una anomalía de origen desconocido que llamamos H_0 . Esta anomalía no fue observada en muestras con $B_\Phi = 10 \text{ G}$.

Estudiamos la línea de irreversibilidad de la materia de vórtices, observando su dependencia con la frecuencia de la perturbación AC aplicada. Observamos que existe una región de la fase líquida de la materia de vórtices en la que la respuesta es irreversible. Esta región es más amplia que la observada en muestras sin defectos columnares.

Observamos la respuesta magnética en mediciones AC al cambiar la amplitud H_{ac} o la frecuencia f de la perturbación aplicada. En particular, al cambiar f , observamos que la respuesta en la región irreversible del líquido de vórtices depende de f únicamente para valores de H tales que $H \gtrsim B_\Phi$ en una muestra con $B_\Phi = 10 \text{ G}$. Esto sugirió que, en esas condiciones, la respuesta en frecuencia se debe fundamentalmente a la respuesta de vórtices móviles. En relación a ello, realizamos simulaciones 2D de la red de vórtices en las que pudimos observar dos poblaciones de vórtices bien diferenciadas: los vórtices anclados y los vórtices móviles. Además, construimos un modelo sobre la respuesta en

frecuencia de los vórtices móviles que pudo ser contrastado con datos experimentales. Observamos, en un rango acotado de frecuencias, una consistencia entre el modelo y los datos experimentales.

Palabras clave: MAGNETOMETRÍA HALL, SUPERCONDUCTORES DE ALTA TEMPERATURA CRÍTICA, BI-2212, MATERIA DE VÓRTICES, TRANSICIONES DE FASE, DEFECTOS COLUMNARES

Abstract

We developed and used the continuous (DC) and modulated (AC) techniques of local Hall probe magnetometry to measure samples of the high- T_c superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. We studied the phase diagram of the vortex matter in samples irradiated with high-energy Xe ions. This irradiation generates columnar defects which produce a very effective pinning on the vortices. The studied samples have matching fields B_Φ of 10 G and 30 G.

We detected the first order phase transition between a disordered vortex solid and a vortex liquid using both DC and AC techniques, and found that the AC technique allows a better detection of the transition. The first order transition was not detected for $H \gtrsim 55$ Oe. In contrast, in pristine samples this transition is observed up to $H \sim 200$ Oe. We also observed an anomaly that is very similar to the “second peak” effect, which in pristine samples corresponds to an order-disorder phase transition. From our results, we cannot determine if in the studied irradiated samples this effect corresponds to a phase transition or a crossover. The anomaly is detectable up to relatively high temperatures where we also observe the first order transition, but both lines do not overlap. Additionally, in a sample with $B_\Phi = 30$ G we observed an anomaly of unknown origin that we call H_0 . This anomaly was not observed in samples with $B_\Phi = 10$ G.

We studied the irreversibility line of the vortex matter and observed its dependence with the frequency of the applied AC perturbation. We observed that there exists a region of the liquid phase of the vortex matter which shows an irreversible response. This region is wider than that observed in samples with no columnar defects.

We observed the magnetic response in AC measurements when we change the amplitude H_{ac} or the frequency f of the applied perturbation. In particular, we observed that the response in the irreversible region of the vortex liquid depends on f only for $H \gtrsim B_\Phi$ in a sample with $B_\Phi = 10$ G. This suggests that, in the irreversible liquid, the frequency dependence is due to the response of mobile vortices. Motivated by this interpretation, we realized 2D-simulations of the vortex lattice in which we could observe two well differentiated populations of vortices: the pinned vortices and the mobile ones. We also modeled the frequency dependence of the response of mobile vortices that consistently fits the experimental data in a range of frequencies that spans and

order of magnitude.

Keywords: HALL PROBE MAGNETOMETRY, HIGH TEMPERATURE SUPER-
CONDUCTORS, BI-2212, VORTEX MATTER, PHASE TRANSITIONS, COLUM-
NAR DEFECTS

Capítulo 1

Introducción

“Al infinito, ¡y más allá!”

— Buzz Lightyear

En el último siglo, la Física del estado sólido se ha encontrado con una gran diversidad de “nuevos estados de la materia”. Uno de los descubrimientos que más interés despertó fue el de la superconductividad, hallada por Kamerlingh Onnes en 1911, tres años después de que logró licuar helio por primera vez. Es asombroso notar que como seres humanos fuimos capaces de acceder a este nuevo estado de la materia sólo gracias a nuestra capacidad de alcanzar temperaturas muy cercanas al cero absoluto. Es por eso que se dice que la superconductividad no fue descubierta sino inventada: si bien es parte del mundo natural, no existe lugar en la Tierra en el que se den las condiciones necesarias para que haya un material en estado superconductor sin la intervención del ser humano.

En su laboratorio en Leiden, Países Bajos, K. Onnes y sus colaboradores construyeron un crióstato que utilizaba helio en estado líquido para obtener temperaturas de unos pocos grados por encima del cero absoluto. Así, observaron que la resistividad de algunos metales puros, como el mercurio, el estaño y el plomo, cae a cero cuando se los enfría a temperaturas menores a cierta temperatura, llamada temperatura crítica, T_c [1]. Años después, en 1933, W. Meissner y R. Ochsenfeld observaron que estos materiales no sólo presentan resistividad nula, sino que además son diamagnetos perfectos: expelen completamente cualquier campo magnético en el que se encuentren inmersos, de modo que la inducción magnética B dentro del material es nula [2]. Debido a este hallazgo, al efecto de diamagnetismo perfecto en superconductores se lo llamó *efecto Meissner-Ochsenfeld*.

La resistividad nula y el diamagnetismo perfecto son las propiedades básicas del estado superconductor, y causaron un enorme interés en la comunidad científica tanto desde un punto de vista básico como desde el punto de vista aplicado. Sin embargo, durante las primeras décadas del siglo XX sólo se avanzó en el estudio fenomenológico

de la superconductividad. Por otro lado, si bien las sorprendentes propiedades del estado superconductor serían sumamente útiles para una variedad de aplicaciones, la dificultad técnica de obtener temperaturas de pocos grados Kelvin no permitió hacer avances tecnológicos significativos en esas décadas.

El desarrollo de la mecánica cuántica permitió que en la década de 1950 se llegue a una comprensión teórica satisfactoria de la superconductividad. El clímax de este proceso llegó cuando en 1957, J. Bardeen, L. N. Cooper y J. R. Schrieffer publicaron su teoría microscópica de la superconductividad, la llamada *teoría BCS* [3]. Siete años antes, en 1950, V. L. Ginzburg y L. D. Landau habían propuesto una teoría fenomenológica en la que introdujeron un parámetro de orden del estado superconductor, $\psi(r) = |\psi(r)|e^{i\varphi(r)}$, y dos longitudes características, ξ y λ [4]. La *longitud de coherencia* ξ es la longitud característica de decaimiento del parámetro de orden ψ hacia los bordes del material, y la *longitud de penetración* λ es la longitud característica de decaimiento de la inducción magnética local $h(r)$ desde las paredes hacia el interior del superconductor (ver figura 1.1(a)). El cociente entre estas dos cantidades, $\kappa = \lambda/\xi$, se denomina *parámetro de Ginzburg-Landau*. En la mayoría de los superconductores encontrados hasta ese momento, $\kappa \ll 1$, es decir que $\lambda \ll \xi$.

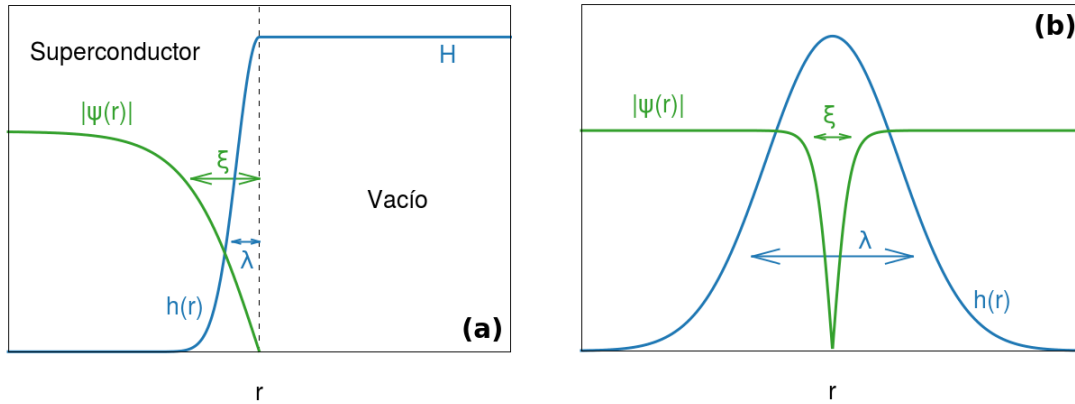


Figura 1.1: (a) Variación del módulo del parámetro de orden, $|\psi(r)|$, y de la inducción magnética local, $h(r)$, en las cercanías de la pared de un material superconductor, con sus longitudes características de decaimiento ξ y λ . H es el campo magnético aplicado. (b) Modulación de $|\psi(r)|$ y $h(r)$ en el entorno de un vórtice, ver sección 1.1.

1.1. Dos tipos de superconductores

En 1957 (el año de publicación de la teoría BCS) A. A. Abrikosov, alumno de Landau, publicó una investigación en la que estudiaba qué pasaría si λ fuera mayor que ξ [5]. Encontró, a partir de la teoría de Ginzburg-Landau, que si $\kappa > 1/\sqrt{2}$ resulta energéticamente favorable crear paredes dentro del material entre regiones superconductoras (con $|\psi| > 0$) y regiones normales (con $|\psi| = 0$). En estas condiciones, la

energía de pared es negativa y se crean tantas divisiones entre regiones como sea posible. Esto lleva a la existencia de un estado mixto en el que el material no es un diamagneto perfecto, sino que el flujo magnético penetra en forma de tubos. La figura 1.1(b) muestra esquemáticamente cómo se modifican la inducción magnética local $h(r)$ y el parámetro de orden superconductor $\psi(r)$ en las proximidades de un tubo de flujo. Cada uno de estos tubos concatena un cuanto de flujo magnético,

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2,07 \times 10^{-7} \text{ G cm}^2 . \quad (1.1)$$

En cada tubo de flujo circulan vórtices de supercorrientes que interactúan repulsivamente entre ellos. Esta interacción lleva a que la minimización de la energía libre del sistema ocurra cuando los vórtices se ordenan en una red triangular. La cuantización del flujo magnético dada por la definición (1.1) y el hecho de que los vórtices tienden a ordenarse en una red triangular permite conocer el valor del parámetro de red de la estructura de vórtices (la distancia media entre vórtices), a_0 , en función únicamente del valor de la inducción magnética media B en el material:

$$a_0 = 1,075 \sqrt{\frac{\Phi_0}{B}} . \quad (1.2)$$

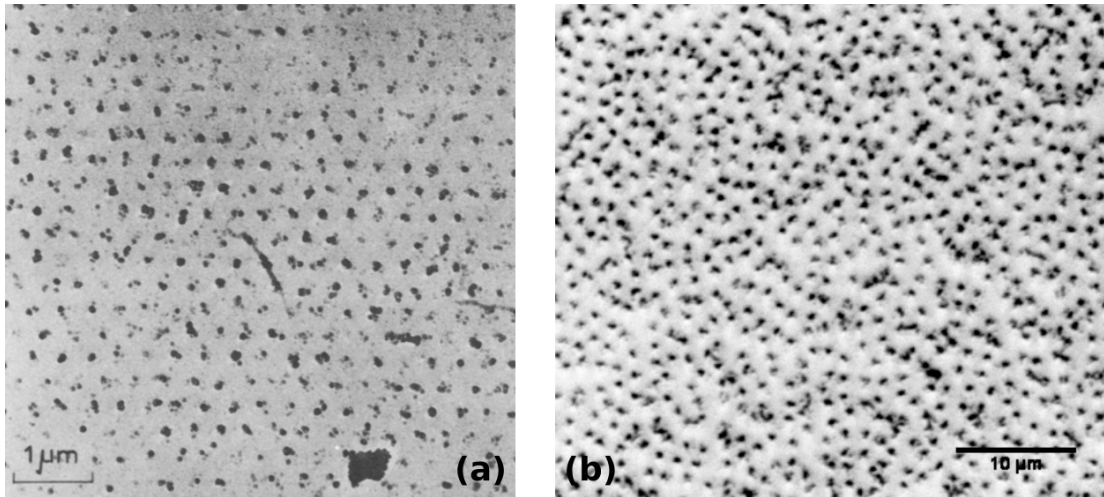


Figura 1.2: (a) Primera observación de la red de vórtices en una muestra de Pb-In mediante la técnica de decoración magnética, hecha por U. Essmann y H. Träuble en 1967 [6]. (b) Decoraciones magnéticas realizadas en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche por Raúl Cortés y Yanina Fasano con un campo aplicado $H = 10$ Oe en una muestra de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con defectos columnares ($B_\Phi = 30$ G), similar a las que estudiamos en este trabajo.

A los materiales en los que es energéticamente favorable nuclear vórtices Abrikosov los llamó *superconductores tipo II* para distinguirlos de los clásicos *superconductores tipo I*, en los que $\kappa < 1/\sqrt{2}$ y no existe un estado mixto con presencia de vórtices. La existencia de una red de vórtices fue demostrada experimentalmente por primera vez

en la década de 1960 mediante la técnica de decoración magnética, ver figura 1.2(a) [6]. En la figura 1.2(b) mostramos una decoración magnética realizada en una muestra similar a las que estudiamos en este trabajo. En ese caso, los vórtices forman una red desordenada.

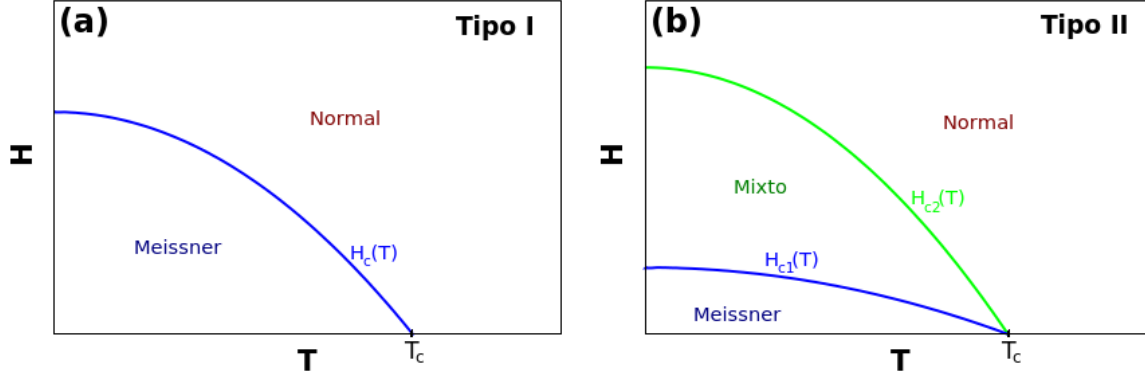


Figura 1.3: Diagramas de fases H - T típicos de un superconductor tipo I (a) y de un superconductor tipo II (b), mostrando sus fases normal, Meissner y mixta.

La figura 1.3 muestra dos diagramas de fases típicos campo aplicado - temperatura (H - T) para superconductores tipo I y tipo II. Allí podemos ver que los superconductores tipo I tienen un campo crítico $H_c(T)$ que separa las fases superconductora, con expulsión total del campo aplicado, y normal. Los superconductores tipo II, en cambio, tienen dos campos críticos, $H_{c1}(T)$ y $H_{c2}(T)$. El primero separa la fase *Meissner*, en la que el campo aplicado es expulsado completamente, de la fase mixta, en la que el flujo magnético penetra en forma de vórtices. El segundo campo crítico separa la fase mixta de la fase normal.

1.2. Superconductores de alta temperatura crítica

La teoría BCS y otras investigaciones de las décadas de 1950 y 1960 permitieron que se llegue a un entendimiento bastante completo y satisfactorio de la superconductividad en los materiales que se conocían hasta el momento [7]. Pero el interés tecnológico que generó la superconductividad motivó, desde su descubrimiento, la búsqueda de materiales con temperaturas críticas cada vez más altas. Esto llevaría al descubrimiento de nuevos materiales superconductores cuyo comportamiento no es explicado satisfactoriamente por la teoría BCS.

En 1986, J. G. Bednorz y K. A. Müller descubrieron la llamada *superconductividad de alta temperatura crítica* al observar que un óxido mixto de lantano, bario y cobre presentaba superconductividad a una temperatura $T_c \sim 35$ K [8]. El hallazgo fue sorprendente no sólo por la temperatura crítica encontrada, notablemente superior a las observadas previamente (la más alta hasta el momento era de 23 K [7]), sino también

porque estos compuestos resultaron ser parte de una nueva clase de superconductores radicalmente distintos de los conocidos hasta el momento. El gran potencial de este tipo de materiales fue reconfirmado cuando, en 1987, se encontró una temperatura crítica $T_c \sim 90$ K en óxidos mixtos de itrio, bario y cobre [9–11]. Estos valores de T_c abrieron la puerta a aplicaciones que únicamente necesitan nitrógeno líquido como medio de refrigeración. Poco tiempo después, en 1988, se encontraron temperaturas críticas similares en sistemas tipo “BiSCCO” (óxidos mixtos de bismuto, estroncio, calcio y cobre) y “TaBaCCO” (óxidos mixtos de talio, bario, calcio y cobre) [12, 13].

Una característica distintiva de los superconductores de alta temperatura crítica es su alta anisotropía: son sistemas laminares en los que el movimiento de los portadores de carga se da en planos ab de CuO_2 separados por planos aislantes a lo largo del eje c de la estructura cristalina [7]. El $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212), que es el sistema que estudiamos en este trabajo, es uno de los sistemas más anisotrópicos. Por este motivo, los vórtices que nuclean en este sistema tienen propiedades muy particulares de las que hablaremos a continuación.

1.2.1. La materia de vórtices

Los superconductores de alta temperatura crítica (SATC) son superconductores tipo II, es decir que tienen un estado mixto con presencia de vórtices. De hecho, son tipo II *extremos*, en el sentido de que el valor de κ es muy superior al de otros superconductores. Un ejemplo es el Bi-2212, que tiene una $T_c \simeq 90$ K y longitudes características $\lambda = 200$ nm y $\xi \simeq 1,0$ nm en el límite de temperatura nula ($\kappa = 200$).

La estructura que forman los vórtices en los SATC es llamada *materia de vórtices* pues presenta propiedades comparables a las de la materia atómica. Es un sistema cuyo estudio resulta particularmente interesante pues sus propiedades son manipulables con cierta facilidad en el laboratorio, ya que responden ante cambios en temperatura, campo o corrientes aplicadas. Además, los vórtices interactúan no sólo entre ellos sino también con los defectos de la red cristalina del material (sustrato) en el que se encuentran: tienden a ubicarse sobre los defectos, por lo que otra forma de manipular sus propiedades es cambiar artificialmente la densidad de defectos en el material. El hecho de que tiendan a ubicarse en los sitios en los que la red cristalina no es perfecta se debe a que en los defectos la superconductividad está debilitada localmente, por lo tanto es energéticamente favorable ubicar los vórtices allí.

La naturaleza de la materia de vórtices en SATC como el Bi-2212 es mucho más compleja que la que se observa en superconductores convencionales. Esta complejidad es producto de la gran anisotropía de los SATC y de la presencia de fluctuaciones térmicas considerables debido al valor relativamente alto de T_c . La anisotropía del Bi-2212 hace que la electrodinámica de este sistema sea mejor descripta por el modelo de

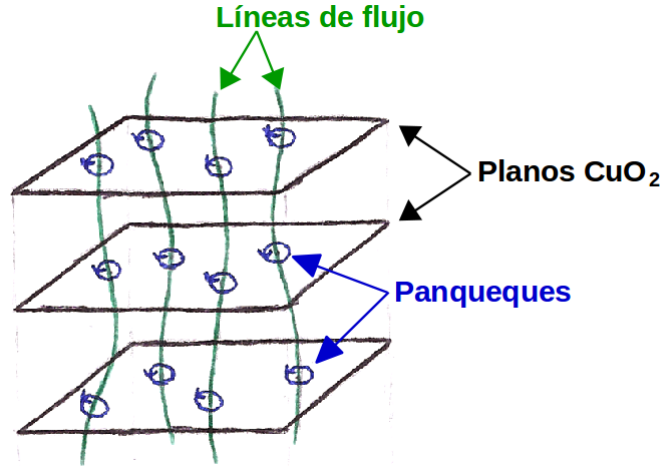


Figura 1.4: Esquema de las líneas de flujo que atraviesan los planos superconductores ab de CuO_2 en la dirección del eje c . En la intersección de una línea de flujo con cada plano de CuO_2 existe un vórtice de supercorrientes, llamado *vórtice panqueque*.

Lawrence y Doniach [14], en el que se considera un apilamiento de superconductores bidimensionales (los planos de CuO_2) acoplados entre sí por interacciones tipo Josephson [7]. En este contexto, las líneas de flujo pasan a ser más bien una superposición de vórtices que viven en los planos de CuO_2 , los llamados *vórtices panqueques* [15]. La figura 1.4 representa esta forma alternativa de pensar la materia de vórtices.

Una característica sorprendente de la materia de vórtices es que es capaz de condensar en una diversidad de fases. El estudio de las propiedades magnéticas de estas fases y de las transiciones entre ellas es el objeto de este trabajo. En la próxima sección hablaremos sobre cómo fue avanzando el estudio del diagrama de fases de la materia de vórtices en Bi-2212 mediante la implementación de diversas técnicas experimentales que permiten observar la respuesta magnética del material. Nos centraremos en los estudios realizados mediante magnetometría Hall local, que es la técnica que utilizamos en el presente trabajo.

1.3. Diagrama de fases de la materia de vórtices en el sistema $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

El diagrama de fases de la materia de vórtices en Bi-2212 ha sido objeto de estudio desde el descubrimiento de este material superconductor en 1988, y aún hoy existen varias preguntas sobre sus fases y transiciones que permanecen abiertas. A continuación describiremos algunas características de este diagrama de fases que son objeto de discusión a lo largo de este trabajo.

1.3.1. La transición de fusión de primer orden

Una de las características principales de este diagrama de fases es la existencia de una transición de fusión de primer orden entre un *líquido de vórtices* a altas temperaturas y altos campos y un *sólido de vórtices* a bajas temperaturas y bajos campos. La existencia de un líquido de vórtices que se extiende en una región considerable del diagrama de fases por debajo de $H_{c2}(T)$ es una característica particular de los superconductores de alta temperatura crítica. La transición de fusión de primer orden fue observada por primera vez en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche por H. Pastoriza, M. F. Goffman, A. Arribére y F. de la Cruz en 1994 [16] mediante mediciones de magnetización y susceptibilidad magnética globales de alta resolución, utilizando un sistema de detección tipo SQUID. La figura 1.5 muestra una imagen de esta primera observación, que se evidencia por un salto en el flujo magnético que corresponde a un salto discontinuo en la densidad de vórtices.

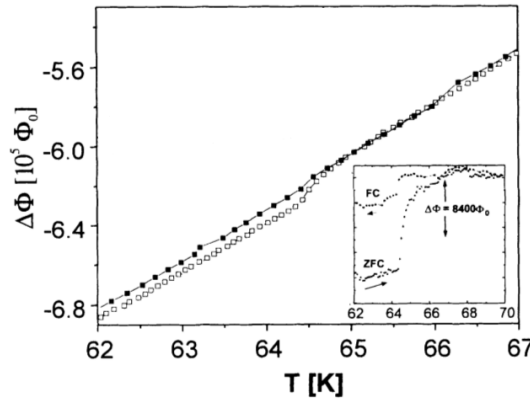


Figura 1.5: Expulsión de flujo magnético generada por una muestra de Bi-2212 en función de la temperatura para un campo aplicado de 223 Oe. El salto observado es evidencia de la transición de fusión de primer orden. Puntos vacíos: rama ascendente; puntos llenos: rama descendente. Figura adaptada de la referencia [16].

Algunos años antes, M. Konczykowski y colaboradores desarrollaron una técnica de magnetometría utilizando sondas Hall que amplía significativamente las posibilidades para el estudio de la respuesta magnética de los vórtices en superconductores de alta temperatura crítica [17]. Las sondas Hall empleadas son gases bidimensionales de electrones (2DEG) construidos con GaAs y AlGaAs. Las ventajas fundamentales de esta técnica son que las sondas utilizadas tienen áreas activas pequeñas, del orden de $100 \mu\text{m}^2$, y sensibilidades grandes, de manera que se puede obtener una resolución que hace posible sensar cambios en B de fracciones de Gauss. Además, las áreas activas pequeñas de las sondas hacen de la magnetometría Hall una técnica local, ya que permite obtener la respuesta magnética en distintas regiones del material. En el capítulo 2 presentaremos en profundidad las características de esta técnica, pues es la que utilizamos a lo largo de este trabajo.

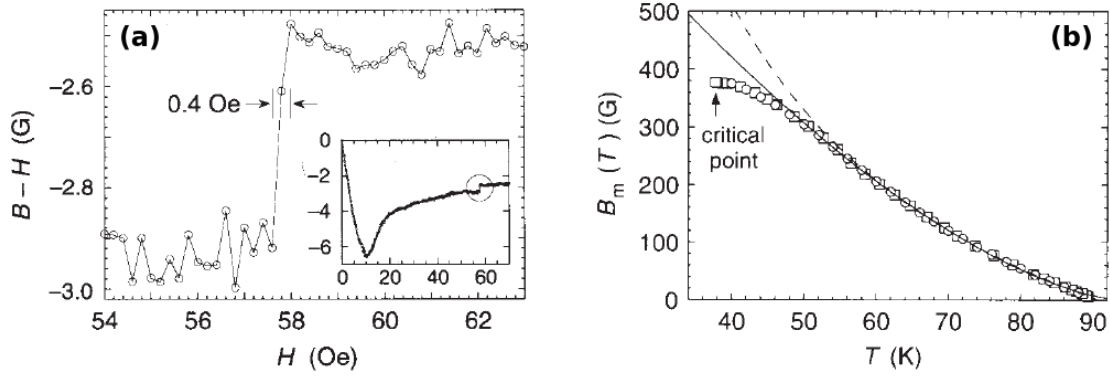


Figura 1.6: (a) Salto en $B - H$ en función de H a $T = 80$ K que evidencia la transición de fusión de primer orden. (b) Diagrama de fases B - T mostrando la línea de la transición de fusión, hasta un “punto crítico” en el que el salto en $B - H$ deja de observarse. Figura tomada de la referencia [18].

La técnica de magnetometría Hall local permitió observar la transición de fusión de primer orden de la materia de vórtices con gran precisión. La figura 1.6(a) muestra una medición de E. Zeldov y colaboradores en la que se grafica el *campo de magnetización* $B - H$, donde B es la inducción magnética medida por una sonda Hall y H es el campo magnético aplicado, en función de H [18]. Allí se ve un claro salto en $B - H$ que corresponde a la transición de fusión, en la que la red de vórtices se contrae discontinuamente al “derretirse”: el valor de B , proporcional a la densidad de vórtices, es mayor en el estado líquido que en el estado sólido. El hecho de que exista un salto discontinuo en B implica una entalpía de la transición (un calor latente) no nulo. Por lo tanto, es una evidencia de que se trata de una transición de primer orden y de su naturaleza termodinámica.

En las mediciones de $B - H$ vs. H como la que mostramos en la figura 1.6(a), el campo H es aplicado en la dirección del eje c de la estructura cristalina de la muestra de Bi-2212 (perpendicular a los planos de CuO_2). El campo B es medido en la misma dirección, es decir que las sondas Hall se ubican en un plano perpendicular al eje c . Las muestras son láminas delgadas con su plano de corte paralelo a los planos ab .

La figura 1.6(b) muestra un diagrama de fases B - T en el que se ubican los puntos $B_m(T)$ que corresponden a la inducción magnética en la transición de fusión medidos por Zeldov y colaboradores. La fase sólida de la materia de vórtices se ubica en la región de bajas temperaturas y bajos campos, y está limitada por la línea de la transición. La fase líquida se ubica por encima (en campo y temperatura) de dicha línea. Esta última está limitada superiormente por el campo $H_{c2}(T)$ en el que el material deja de ser superconductor.¹ Una característica notable es que la transición de primer orden deja de observarse a $T \lesssim 38$ K. Como se ve en la figura 1.6(b), la referencia [18] reporta

¹En superconductores de alta temperatura crítica, el paso del estado superconductor con líquido de vórtices al estado normal en $H_{c2}(T)$ no es una transición de fase genuina sino un cambio de régimen continuo [15].

la existencia de un “punto crítico” en el que la transición de primer orden deja de detectarse. Además, sugiere la posibilidad de que la línea continúe como una transición de segundo orden a menor temperatura.

Como se ve en la figura 1.6(a), el salto en B que corresponde a la transición de fusión es de magnitud relativamente pequeña (la densidad de vórtices cambia en menos de un 1 %), y realizar mediciones en las que dicho salto supere ampliamente el nivel de ruido es un desafío experimental. En 1996, N. Morozov y colaboradores mostraron, también utilizando sondas Hall micrométricas, una forma alternativa de observar la transición de fusión [19]. El experimento consiste en aplicar un campo $H_{\text{tot}} = H_{\text{dc}} + \delta H(t)$, donde H_{dc} es un campo continuo y $\delta H(t) = H_{\text{ac}} \sin(2\pi ft)$ es una perturbación alterna de frecuencia f bien definida, y medir la respuesta a esa frecuencia utilizando un amplificador Lock-In. Tanto H_{dc} como $\delta H(t)$ se aplican en la dirección del eje c . Como veremos en la sección 2.2.4, la componente en fase de esta respuesta es $B'_{\text{ac}} \propto \partial B / \partial H$, que está relacionada directamente con la susceptibilidad magnética χ' de la muestra.

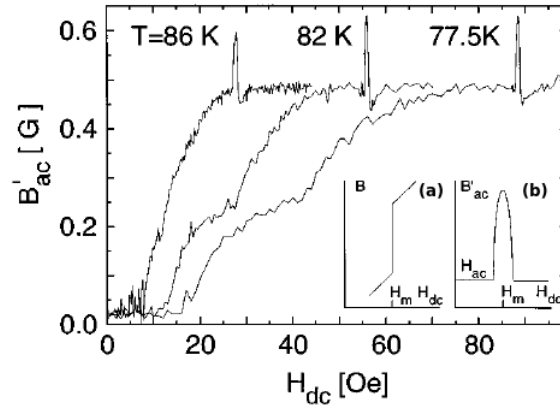


Figura 1.7: Pico paramagnético observado en mediciones de B'_{ac} en función de H_{dc} para distintas temperaturas. Detalle: (b) Cálculo de cómo se debería observar teóricamente la transición de fusión en B'_{ac} si B presenta un salto como el que se muestra en (a). Figura tomada de la referencia [19].

La figura 1.7 muestra mediciones hechas por Morozov y colaboradores de B'_{ac} en función de H_{dc} para distintas temperaturas. Allí se ve un pico agudo en B'_{ac} que corresponde al salto en B debido a la transición de fusión. Este pico es mucho más evidente que el salto en B : tiene una magnitud relativa al ruido y a la señal total mucho mayor y su posición es más fácil de determinar. Es un *pico paramagnético*, pues el hecho de que B'_{ac} sea mayor que H_{ac} en la región del pico da una susceptibilidad χ' mayor a cero en esa región.

Otra propiedad notable del pico paramagnético observado en B'_{ac} se muestra en la figura 1.8. El hecho de que la inducción magnética B no sea uniforme [20] hace que el pico aparezca en distintos valores de H_{dc} según la posición en la muestra: la transición ocurre primero en el centro y luego en los bordes. Sin embargo, cuando se grafica B'_{ac}

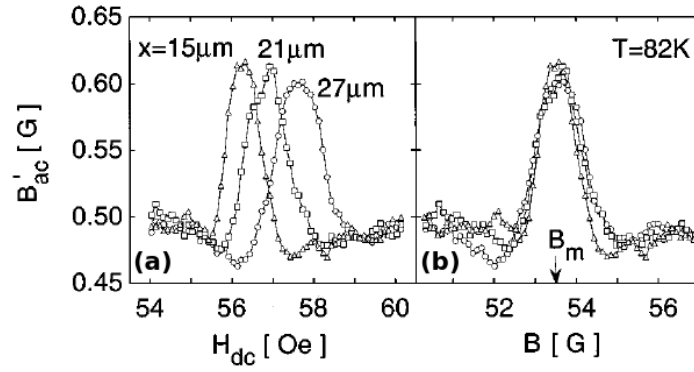


Figura 1.8: (a) Pico paramagnético medido a distintos valores de H_{dc} según la posición en la superficie de la muestra. (b) Al graficar los mismos datos en función de B , se observa que la transición de primer orden ocurre para cualquier punto de la muestra en el mismo valor de B . Figura tomada de la referencia [19].

en función de B se ve que la transición aparece en el mismo valor termodinámico B_m para cualquier punto de la muestra, tal como debe ser en una transición de fase genuina. La figura 1.8 es también una muestra de las ventajas de observar la transición de fase con el método de magnetometría Hall local: como la fusión no ocurre en toda la muestra al mismo tiempo, un intento de observar el salto en B o el pico paramagnético con métodos globales daría en el mejor de los casos un salto o un pico ensanchado, dificultando considerablemente la detección de la transición. Esto puede verse en la figura 1.5, en la que si bien el método global utilizado tiene una gran sensibilidad, el salto en el flujo magnético se ve ensanchado respecto del que se puede observar utilizando técnicas locales.

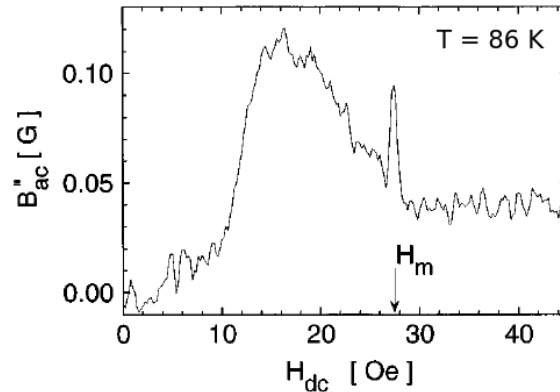


Figura 1.9: Medición de la componente en cuadratura B''_{ac} en función de H_{dc} para $T = 86$ K. Se observa un pico angosto que corresponde a la transición de fusión y un pico ancho relacionado con el comportamiento irreversible de la materia de vórtices. Figura tomada de la referencia [19].

En la figura 1.9 mostramos una medición de la componente en cuadratura de la respuesta a la frecuencia de H_{ac} , B''_{ac} , también de la referencia [19]. Esta magnitud está directamente relacionada con un comportamiento disipativo de la materia de vórtices. El pico agudo identificado como H_m en esta medición también corresponde a la transición

de fusión. El pico más ancho que se observa a campos menores en la figura 1.9 no está relacionado con la transición de primer orden sino con la *línea de irreversibilidad*, fenómeno del que hablaremos a continuación.

1.3.2. La línea de irreversibilidad

Otra característica del diagrama de fases de la materia de vórtices en Bi-2212 es la existencia de una línea de irreversibilidad. Al superar esta línea en campo aplicado o temperatura, la respuesta magnética de la materia de vórtices se vuelve reversible, mientras que por debajo de la misma la respuesta es irreversible. En mediciones de $B - H$ vs. H , la región de comportamiento irreversible se identifica como aquella en la que se observa una respuesta histerética. Esto quiere decir que en esta región las ramas ascendente y descendente en ciclos cerrados de $B - H$ vs. H están separadas.

La línea de irreversibilidad de la materia de vórtices fue muy estudiada desde la aparición de los superconductores de alta temperatura crítica con una diversidad de técnicas. Esto se debe fundamentalmente al interés práctico de hacer circular corrientes eléctricas sin disipación, ya que por encima de la línea de irreversibilidad (en campo o temperatura) el movimiento de los vórtices genera una resistividad no nula al aplicar corrientes externas. Sin embargo, los mecanismos que determinan la ubicación exacta de esta línea en el diagrama de fases son complejos y tomó varios años llegar a tener una imagen satisfactoria al respecto.

En la primera observación de la transición de fusión, Pastoriza y colaboradores mostraron que en sus muestras, dicha transición coincide dentro de ~ 200 mK con la línea de irreversibilidad en la región de bajos campos del diagrama de fases [16]. Esto sugirió que ambas líneas no son independientes sino que podrían tener el mismo origen. Sin embargo, en 1995 D. Majer, E. Zeldov y M. Konczykowski mostraron, mediante la técnica de magnetometría Hall local, que son completamente independientes: al cambiar la geometría de una muestra de Bi-2212, la línea de irreversibilidad se mueve significativamente, mientras que el salto en B que corresponde a la transición de primer orden, fiel a su naturaleza termodinámica, permanece en el mismo sitio (ver figura 1.10) [21].

Existen tres causas físicas principales que dan origen a la histéresis en la respuesta magnética de la materia de vórtices, y por ende a la existencia de una línea de irreversibilidad. Una de ellas es el anclaje de los vórtices en los defectos cristalinos del material. Éste es un efecto de volumen que hace que los vórtices experimenten cierta resistencia a salir de los sitios en los que están ubicados, ya que el “paisaje energético” en el que se mueven no es uniforme. Dicha resistencia se manifiesta tanto al aplicar un campo magnético creciente, lo que produce una presión que favorece la entrada de vórtices al sistema, como al hacer decrecer el campo, lo que tiende a sacar vórtices del sistema.

Por lo tanto estos procesos no se dan de manera reversible siempre que el anclaje de volumen o *bulk pinning* no sea despreciable. En muestras “limpias”, con baja densidad de defectos, el efecto del anclaje de volumen sobre la irreversibilidad de la materia de vórtices es considerable únicamente a temperaturas $T \lesssim 60$ K, y es dominante únicamente por debajo de $T \sim 22$ K [20, 21]. La observación de histéresis a temperaturas intermedias y altas ($T > 22$ K) se debe también a la contribución de otros mecanismos, que son las barreras geométricas y las barreras de superficie. A diferencia del anclaje de volumen, estos dos mecanismos son efectos de superficie.

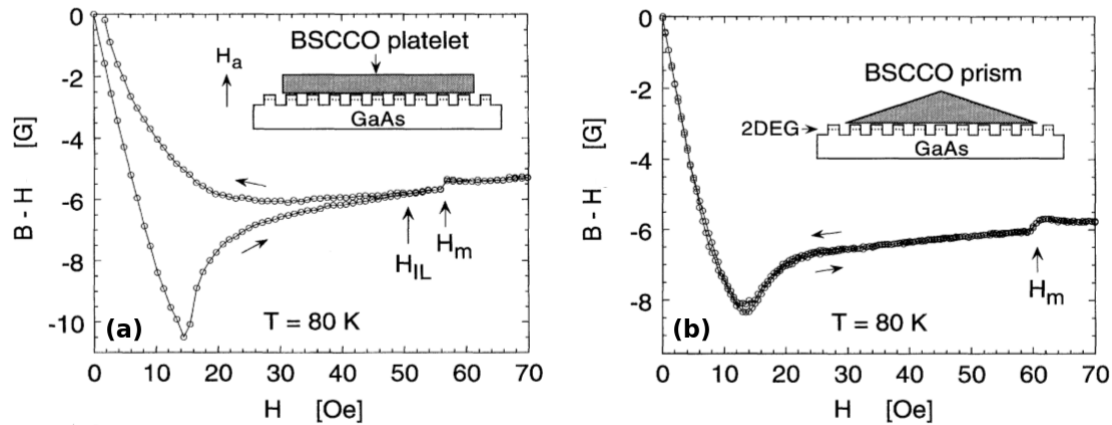


Figura 1.10: Mediciones de $B - H$ vs. H a $T = 80$ K para una muestra tipo plaqueta (a) y una con forma de prisma (b). La transición de fusión en H_m permanece en ambos casos, mientras que la irreversibilidad desaparece en la muestra con forma de prisma, evidenciando que el comportamiento irreversible se debe a barreras geométricas. Figura tomada de la referencia [21].

Las barreras geométricas surgen del hecho de que las corrientes de apantallamiento o *corrientes Meissner*, que se generan en los bordes del material y que tienden a repeler el campo aplicado, generan una fuerza sobre los vórtices que los lleva hacia el centro de la muestra. Si esta fuerza no está compensada, aparece un comportamiento irreversible. Pero el espesor de la muestra determina el potencial que experimentan los vórtices, que tienden a ubicarse en las regiones de menor espesor. Por esta razón, en una muestra de sección transversal elíptica la fuerza hacia adentro debido a las barreras geométricas es compensada exactamente por la fuerza hacia afuera debida al espesor variable, de manera que si la irreversibilidad en una muestra plana es debida únicamente a las barreras geométricas, es posible eliminarla con un cambio en su geometría. En su investigación, Majer, Zeldov y Konczykowski hacen este tipo de estudio utilizando una muestra de tipo plaqueta y una muestra con forma de prisma en la que el efecto de las barreras de superficie es despreciable [21]. A diferencia de la plaqueta, esta última no presenta irreversibilidades para temperaturas altas ($T \gtrsim 76$ K), con lo que llegan a la conclusión de que la irreversibilidad de la plaqueta a altas temperaturas se explica únicamente por la existencia de barreras geométricas (ver figura 1.10).

Las barreras de superficie se oponen a la entrada de vórtices al material superconductor a través de sus paredes, y surgen porque los vórtices que se encuentran cerca de los bordes del material experimentan una atracción hacia la superficie. La atracción se origina por la necesidad de satisfacer las condiciones de borde para las supercorrientes, es decir, que ninguna supercorriente fluya en dirección perpendicular a la superficie. Las condiciones de borde se satisfacen si ubicamos un vórtice imagen en sentido opuesto fuera del material y a la misma distancia de la superficie. Haciendo ese análisis, introducido por C. P. Bean y J. D. Livingston en 1964, podemos ver que existe un potencial atractivo hacia la superficie y cuantificarlo [22, 23]. Así como se observó que a bajas temperaturas el mayor responsable de la irreversibilidad es el anclaje de volumen y a altas temperaturas lo son las barreras geométricas, también se concluyó que a temperaturas intermedias ($22 \text{ K} \lesssim T \lesssim 76 \text{ K}$) el comportamiento histerético de la materia de vórtices está dominado por el efecto de las barreras de superficie [20, 21].

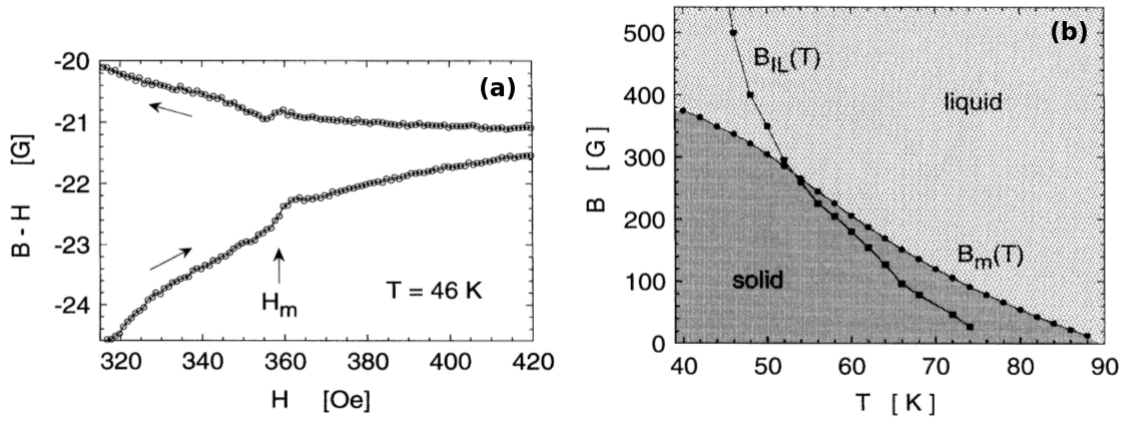


Figura 1.11: (a) Medición de $B - H$ vs. H para la muestra con forma de prisma a $T = 46 \text{ K}$. La línea de irreversibilidad se ubica bien por encima de la transición de fusión en H_m , indicando que a esta temperatura la irreversibilidad se debe a barreras de superficie. (b) Diagrama de fases B - T mostrando la línea de la transición de fusión $B_m(T)$ y la línea de irreversibilidad $B_{IL}(T)$. Figura tomada de la referencia [21].

La figura 1.11(a) muestra una medición de $B - H$ vs. H en la región en la que dominan las barreras de superficie, y la figura 1.11(b) muestra un diagrama de fases B - H en el que se dibujan la línea de irreversibilidad $B_{IL}(T)$ y la de la transición de fusión de primer orden $B_m(T)$ para la muestra con forma de prisma de la referencia [21]. Allí se ve que ambas líneas son independientes y que la línea de irreversibilidad puede ubicarse tanto en la fase líquida como en la fase sólida de la materia de vórtices.

La detección de comportamientos irreversibles también puede hacerse mediante la observación de respuestas disipativas o no lineales. Existen varios trabajos [16, 24] en los que se asocia a la línea de irreversibilidad con un pico ancho en la respuesta disipativa de la materia de vórtices, medida a partir de la componente en cuadratura de la susceptibilidad, χ'' o B''_{ac} . Un ejemplo es el pico ancho que mostramos en la figura

1.9.

Otra forma de detectar la línea de irreversibilidad es medir comportamientos no lineales de la materia de vórtices. Esto puede hacerse mediante la aplicación de una excitación alterna de frecuencia f bien definida, por ejemplo un campo H_{ac} , y la medición de la respuesta a frecuencias que corresponden a armónicos impares. El primer armónico impar es el tercero, por lo tanto una medición de una respuesta no nula a frecuencia $3f$ indica una respuesta no lineal. Esta respuesta no lineal ante la excitación alterna es evidencia de un comportamiento irreversible, por lo tanto puede asociarse el *onset* del tercer armónico (el punto en el que empieza la respuesta no lineal al bajar T) con la línea de irreversibilidad. Estudios de este tipo fueron realizados desde poco después del descubrimiento de la superconductividad de alta temperatura crítica [24]. Trabajos más recientes mostraron que en Bi-2212, la línea de irreversibilidad detectada con este método está siempre a temperaturas mayores que $T_m(B)$, es decir, en la fase líquida [25]. La detección de irreversibilidades a partir de la medición de respuestas en el tercer armónico es uno de los métodos que utilizamos en este trabajo; por lo tanto, en el próximo capítulo profundizaremos sobre esta técnica.

1.3.3. La transición orden-desorden

Hasta aquí hemos hablado de la transición de fusión de la materia de vórtices tal como se la observó a altas temperaturas, es decir, como un salto discontinuo en la densidad de vórtices. Pero, como mostramos en la figura 1.6(a), existe un “punto crítico” por debajo del cual no se observaba el salto en B que corresponde a la transición de fusión. Esto sugería la posibilidad de que a partir de este punto, a bajas temperaturas, la transición continuara como una línea de segundo orden.

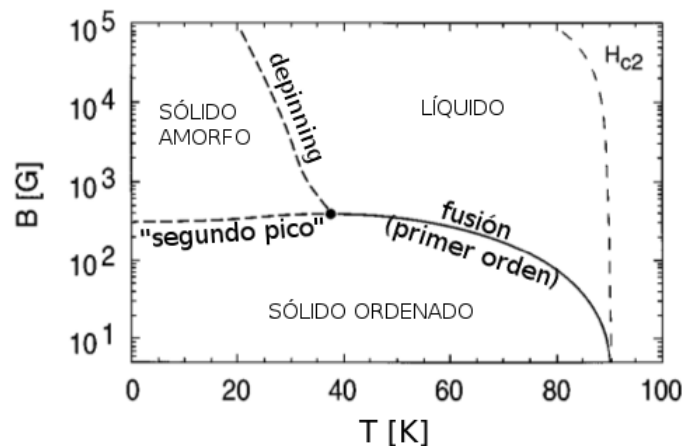


Figura 1.12: Diagrama de fases de la materia de vórtices en Bi-2212 tal como lo concibieron Khaykovich y colaboradores en el año 1997 en base a sus investigaciones. La línea continua es una transición de primer orden y las líneas punteadas son transiciones continuas. Figura adaptada de la referencia [29].

Por otro lado, se observó mediante una diversidad de técnicas como difracción de neutrones y espectroscopía de muones que la materia de vórtices en Bi-2212 presenta al menos dos fases sólidas: una fase ordenada a bajas temperaturas y bajos campos, consistente con un *vidrio de Bragg*,² y un sólido desordenado a bajas temperaturas y altos campos, llamado *vidrio de vórtices* [15, 26–28]. A partir de esta evidencia, B. Khaykovich y colaboradores propusieron una primera imagen completa del diagrama de fases de la materia de vórtices que mostramos en la figura 1.12 [29]. Allí, las transiciones entre el sólido ordenado y el desordenado (transición orden-desorden) y entre el sólido desordenado y el líquido (transición de *depinning*) son de segundo orden, y la transición entre el sólido ordenado y el líquido (transición de fusión) es de primer orden. Las tres líneas de transición se unen en un punto tricrítico.

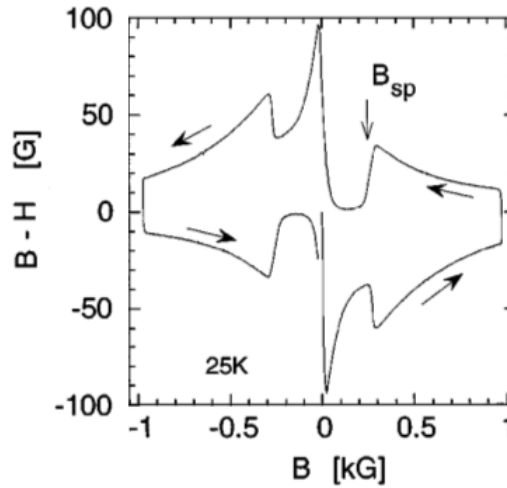


Figura 1.13: Ciclo completo de $B-H$ vs. B a $T = 25$ K, en el que se observa el “segundo pico” en B_{SP} . El pico agudo cerca de $B = 0$ kG corresponde al *campo de penetración* en el que los vórtices vencen las barreras de superficie y entran abruptamente al sistema. Figura tomada de la referencia [31].

La transición orden-desorden se observa en la región irreversible de ciclos de $B-H$ vs. H (o $B-H$ vs. B) como un pico en la diferencia entre las ramas ascendente y descendente [30, 31]. La figura 1.13 muestra un ejemplo de esta observación. Este pico es denominado “segundo pico” pues constituye un fenómeno similar al del pico en la corriente crítica observado previamente en superconductores de alta temperatura crítica en las proximidades de H_{c2} . Dicho fenómeno es el llamado “efecto pico” [7]. La corriente crítica, J_c , es aquella corriente eléctrica aplicada a partir de la cual el superconductor muestra una resistividad no nula debido al movimiento disipativo de los vórtices. En el denominado *modelo de Bean*, en el que se consideran superconductores “duros” en los que el anclaje de volumen es considerable (condición razonable para superconductores de alta temperatura crítica a bajas temperaturas), la diferencia entre

²El vidrio de Bragg tiene la particularidad de presentar un orden de cuasi-largo alcance [15].

las ramas ascendente y descendente en un ciclo de magnetización es proporcional a J_c [7, 32]. Por lo tanto, el pico observado en ciclos de $B - H$ vs. H que corresponde a la transición orden-desorden puede ser interpretado como un segundo pico en J_c , distinto del que se observa cerca de H_{c2} .

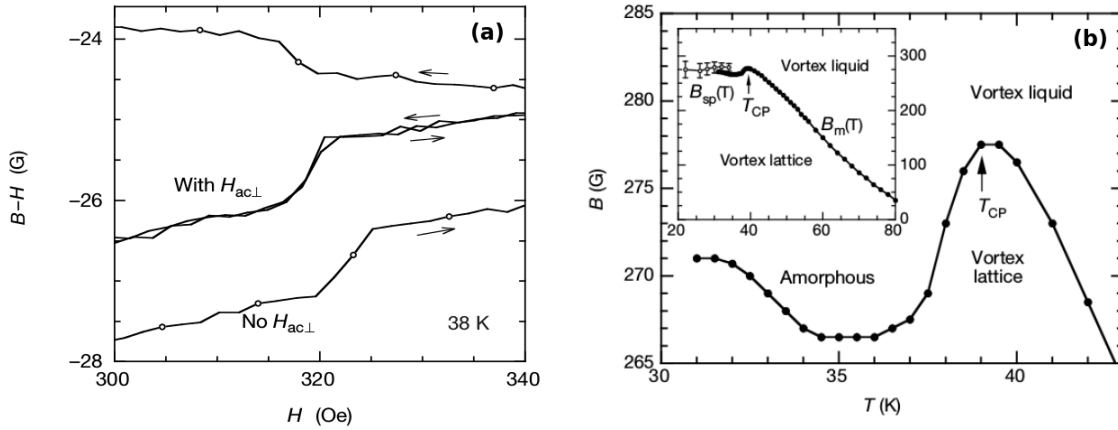


Figura 1.14: (a) Dos mediciones de $B - H$ vs. H a $T = 38$ K. En una de ellas (círculos abiertos) hay un comportamiento irreversible y se ve un incipiente “segundo pico”. En la otra se aplica un campo alterno $H_{ac\perp}$ que elimina el comportamiento irreversible, y permite ver que existe un salto en B correspondiente a una transición de fase de primer orden. (b) Diagrama de fases mostrando que el “punto crítico” en T_{CP} no es el fin de una transición de primer orden sino un máximo en la curva $B_m(T)$. Figura tomada de la referencia [33].

La imagen que se tenía del diagrama de fases de la materia de vórtices en Bi-2212 (figura 1.12) cambió cuando en 2001 N. Avraham y colaboradores mostraron evidencias de que la transición orden-desorden es de primer orden, que es una continuación suave de la línea de transición de fusión, y que por lo tanto, el punto crítico del que se hablaba previamente como el fin de la transición de primer orden no era tal cosa [33]. El método que les permitió llegar a estas conclusiones consistió en romper la irreversibilidad de la respuesta magnética en mediciones de $B - H$ vs. H haciendo un “agitamiento” de los vórtices mediante la aplicación de un campo alterno en una dirección perpendicular al eje c . La figura 1.14(a) muestra el efecto de este método, que permite llevar a los vórtices a su estado de equilibrio y así obtener su respuesta termodinámica, reversible. En estas condiciones, Avraham y colaboradores observaron, a bajas temperaturas, un salto en $B - H$ de las mismas características que el observado previamente a temperaturas más altas, en la transición de fusión de primer orden. Este nuevo salto aparece al mismo campo H en el que se desarrolla el segundo pico, y es una continuación natural de la línea de la transición de fusión (ver figura 1.14(b)).

El “punto crítico” en $T = T_{CP}$ no es el fin de una línea de transición de primer orden sino más bien una temperatura característica por debajo de la cual existe una limitación experimental. Por debajo de T_{CP} , la dinámica es tan lenta que es muy difícil obtener la respuesta de equilibrio de la materia de vórtices en condiciones típicas de

laboratorio. Sin embargo, el origen de la transición de primer orden por encima y por debajo de T_{CP} no es el mismo: a temperaturas mayores, la transición es inducida por temperatura, mientras que a temperaturas menores es inducida por desorden.

En una transición inducida por temperatura, la fase de altas temperaturas debe ser la de mayor entropía, tal como sucede en la transición de fusión. La transición orden-desorden, inducida por el desorden de la red cristalina del sustrato, ocurre por una competencia entre la energía elástica de la red de vórtices y la energía de anclaje: al pasar a la fase desordenada, la pérdida en energía elástica es balanceada por una ganancia en energía de anclaje. Estos diferentes mecanismos que generan la transición surgen del hecho de que el punto crítico es un máximo en la curva $B_m(T)$: como se ve en la figura 1.14(b), hay una región por debajo de T_{CP} en la que se da el fenómeno de “fusión inversa”, en el que la materia de vórtices pasa de una fase desordenada a una fase ordenada al subir la temperatura [33]. Esto no es posible en una transición inducida por temperatura.

Queda abierta la pregunta sobre si la línea de la transición de *depinning* entre el sólido amorfo y el líquido es una transición de fase de segundo orden o un cambio de régimen suave (*crossover*). Como veremos a lo largo del presente trabajo, este tipo de preguntas son difíciles de responder con claridad pues la determinación del orden de una transición está limitada por la resolución experimental.

1.4. La materia de vórtices en muestras con desorden fuerte introducido por irradiación

Como mencionamos anteriormente, los vórtices interactúan fuertemente con los defectos de la red cristalina del sustrato en el que se encuentran. Una forma de estudiar estas interacciones consiste en generar artificialmente defectos en el material. Existen diversas formas de generar estos defectos, y cada una los produce con distintas características: pueden ser puntuales, correlacionados, y con distintas distribuciones espaciales.

En nuestro trabajo, estudiamos muestras de Bi-2212 que están irradiadas con iones de Xe acelerados a una energía de 1 GeV. Estos iones atraviesan la muestra en la dirección del eje c de la estructura cristalina, generando *defectos columnares* que están orientados en esa dirección y distribuidos de forma aleatoria. Los defectos columnares son “columnas” de radio ~ 3 nm en las que la red cristalina del material está amorfizada.

Los defectos columnares en la dirección del eje c son centros de anclaje muy efectivos para los vórtices cuando el campo magnético está aplicado en esa dirección. Esto ocurre fundamentalmente por el hecho de que son defectos lineales, y las líneas de flujo son capaces de ubicarse en su totalidad a lo largo de ellos, encontrando así una condi-

ción muy favorable energéticamente. Esto los diferencia de los defectos puntuales que existen naturalmente en cualquier estructura cristalina. La efectividad de los defectos columnares para el anclaje de los vórtices en superconductores de alta temperatura crítica es conocida desde hace más de veinte años, cuando se observó un fuerte aumento de la corriente crítica y de la extensión de la zona de irreversibilidad en muestras irradiadas con iones de Pb [34, 35].

La densidad en el número de defectos columnares se mide en términos del *campo de conmensurabilidad*, o campo de *matching*, B_Φ , que corresponde al valor de la inducción magnética tal que el número de vórtices es igual al número de defectos. Es decir,

$$B_\Phi = n_d \Phi_0, \quad (1.3)$$

donde n_d es la densidad de columnares por unidad de área en el plano ab y Φ_0 es el cuanto de flujo magnético definido en (1.1).

1.4.1. Modificación del diagrama de fases

El efecto de la introducción de altas densidades de defectos columnares ($B_\Phi \sim \text{kG}$) en superconductores de alta temperatura crítica ha sido muy estudiado debido fundamentalmente al interés práctico de aumentar la corriente crítica de estos materiales [34, 35]. En estos casos se observó que el paso del líquido al sólido de vórtices se da a través de una transición continua, similar a la de *depinning*. Como los defectos columnares están distribuidos de manera aleatoria, si la energía de anclaje es más relevante que la energía elástica la fase sólida de vórtices es una fase amorfa. En este contexto, la fase ordenada de la que hablamos en la sección 1.3, limitada por una transición de primer orden, no es estable.

En este trabajo, nos centraremos en el estudio de cómo se modifica el diagrama de fases de la materia de vórtices en Bi-2212 ante la introducción de bajas densidades de defectos columnares ($B_\Phi \sim 10 \text{ G}$). En estas condiciones, la competencia entre las energías elástica, de anclaje y térmica da lugar a un diagrama de fases sobre el que aún existen varias preguntas abiertas.

En 1998, B. Khaykovich y colaboradores estudiaron el efecto de la introducción de bajas densidades de defectos columnares ($B_\Phi \leq 100 \text{ G}$) en la transición de fusión de la materia de vórtices mediante magnetometría Hall local [36]. En ese trabajo, se observó la existencia de una transición de primer orden en muestras irradiadas con $B_\Phi < 40 \text{ G}$ a altas temperaturas, hasta una temperatura inferior T^* dependiente de B_Φ (ver figura 1.15). La transición observada coincide en su posición en el diagrama de fases B - T con la observada en muestras *prístinas*, es decir sin irradiación. Para $T < T^*$, el salto en $B - H$ que muestra la existencia de una transición de primer orden deja

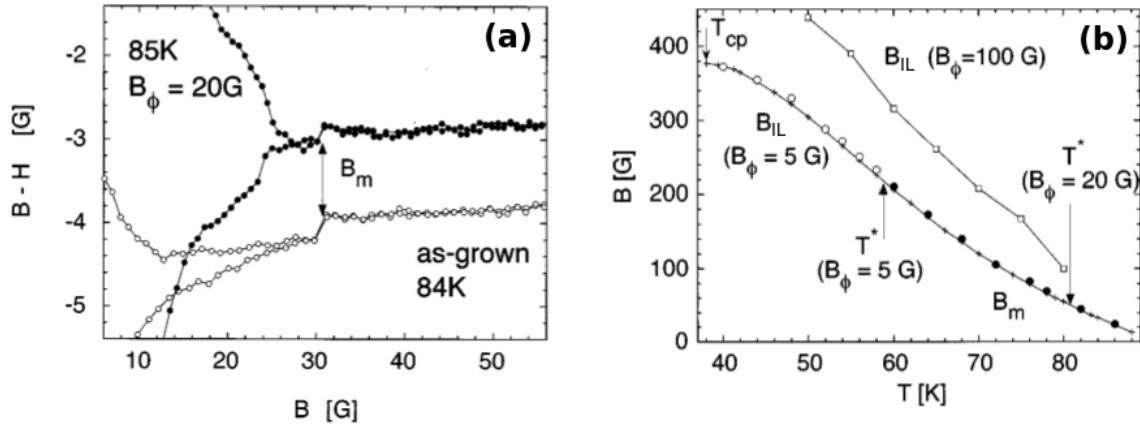


Figura 1.15: (a) Medición de $B-H$ en función de B para una muestra prístina y una irradiada con $B_\Phi = 20$ G, a 84 K y 85 K respectivamente. La transición de fusión de primer orden se observa en ambos casos en posiciones muy similares. (b) Diagrama de fases $B-T$ en el que se ve que las muestras con $B_\Phi \leq 20$ G tienen sus líneas de la transición de fusión prácticamente solapadas entre sí y a la correspondiente a la muestra prístina (línea continua), y sus líneas de irreversibilidad $B_{IL}(T)$ muy cercanas a las de fusión. Sin embargo, existe una temperatura $T^*(B_\Phi)$ por debajo de la cual no se observa salto en B . Para $B_\Phi = 100$ G, la transición de fusión no se observa. La línea de irreversibilidad se corre hacia temperaturas mayores respecto de la muestra prístina. Figura tomada de la referencia [36]

de observarse. Para muestras con irradiaciones mayores, la transición líquido-sólido es continua en toda la región investigada y se encuentra desplazada hacia temperaturas más altas debido al aumento de la energía de anclaje [36]. Khaykovich y colaboradores asociaron la persistencia de la transición de primer orden en muestras irradiadas con bajas dosis a la supervivencia, a pesar de la irradiación, de una fase ordenada en la que las interacciones entre vórtices dominan sobre la energía de anclaje [36].

Existen estudios más recientes sobre los efectos de las bajas densidades de defectos columnares en la transición de fusión en las que se utiliza la técnica de magneto óptica diferencial (MOD) [37, 38]. Esta técnica permite obtener imágenes del cambio en B en la superficie de la muestra, ΔB , ante un cambio pequeño en el campo aplicado o la temperatura, ΔH o ΔT , con una resolución diferencial de ~ 30 mG y una resolución espacial $\sim 30 \mu\text{m}^2$ [39]. Así, es posible detectar el salto en B correspondiente a la transición de fusión en cada región de la muestra. En el pequeño intervalo de H o de T en el que algunas regiones están en la fase sólida y otras en la fase líquida, es posible observar la interfase líquido-sólido.

La figura 1.16 muestra el diagrama de fases $B-T$ obtenido por S. S. Banerjee y colaboradores a partir de mediciones con la técnica de magneto óptica diferencial [37]. En su investigación observaron que la transición de fusión en $B_m(T)$ se mueve ligeramente hacia temperaturas más altas al aumentar la dosis de irradiación, y que existe una temperatura T^* dependiente de B_Φ tal que si $T_m(B) < T^*(B_\Phi)$, la transición de primer orden deja de observarse. T^* aumenta al aumentar la dosis de irradiación, tal

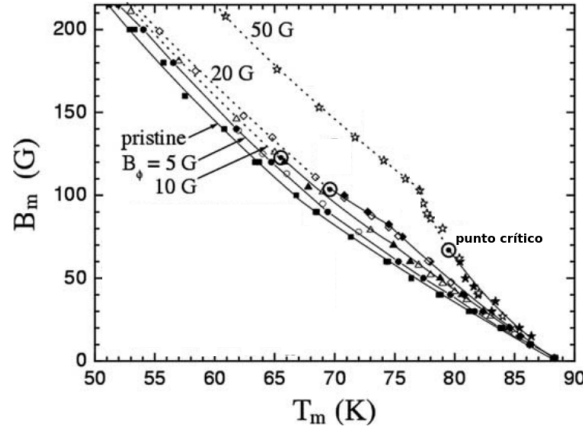


Figura 1.16: Diagrama de fases en el que se muestra la transición de fusión obtenida por magneto óptica diferencial para muestras prístinas e irradiadas con distintas dosis. Las líneas continuas corresponden a los puntos en los que se observó un salto en B , las líneas punteadas indican transiciones continuas. Para muestras irradiadas, existe un “punto crítico” tal que a temperaturas menores la transición es continua. Figura adaptada de la referencia [37].

como habían observado previamente Khaykovich y colaboradores [36]. Banerjee y colaboradores sugieren en la referencia [37] que la transición de fusión pasa de ser de primer orden a ser continua o de segundo orden cuando $T < T^*$. En este caso, el punto en el que la línea de transición de primer orden pasa a ser de segundo orden sería un punto crítico.

Las observaciones que mostramos en la figura 1.16 (referencia [37]) y los que mostramos previamente en la figura 1.15(b) (referencia [36]) son consistentes entre sí. Sin embargo, mediante la técnica de decoración magnética de Bitter, Banerjee y colaboradores también observaron que el orden de cuasi-largo alcance que caracteriza el vidrio de Bragg no es una condición necesaria para que la transición de fusión sea de primer orden [37]. La figura 1.17 muestra una decoración magnética en la que se observan las posiciones de los vórtices en una región sin irradiar y una región irradiada, donde $B > B_\Phi$. La estructura “porosa” que se observa en la región irradiada no es un impedimento para que en esas condiciones ocurra un salto en B en la transición de fusión [37].

La continuación o no de la transición de primer orden a bajas temperaturas en muestras con bajas densidades de defectos columnares es un interrogante que continúa abierto. En particular, sería significativo determinar si existe una transición con fenomenología similar a la línea B_{SP} que aparece en muestras sin irradiar. Este estudio fue realizado en muestras con defectos puntuales producidos por irradiación con electrones, observándose que la fenomenología general del diagrama de fases no cambia significativamente, tanto para la línea B_{SP} como para la línea B_m [40]. Sin embargo, este mismo estudio no fue realizado en muestras con bajas densidades de defectos columnares.

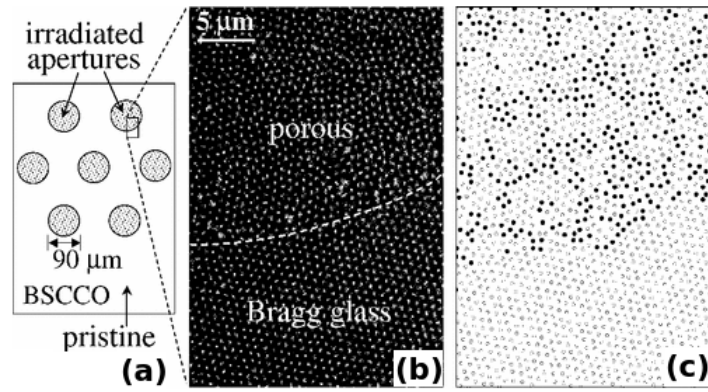


Figura 1.17: (a) Las muestras de Bi-2212 están irradiadas sólo en algunas regiones circulares de diámetro $d = 90 \mu\text{m}$. (b) Imagen de una decoración magnética con $B = 40 \text{ G}$ en la que se ve una interfaz entre una región irradiada ($B_{\Phi} = 10 \text{ G}$) y una región sin irradiar. En la región irradiada la materia de vórtices forma una red “porosa”, mientras que en la región sin irradiar forma un vidrio de Bragg. (c) La región “porosa” no presenta orden de cuasi-largo alcance, mientras que el vidrio de Bragg sí. Los círculos abiertos son vórtices con 6 primeros vecinos; los cerrados son vórtices con 5 o 7 primeros vecinos, que indican regiones amorfas. Figura tomada de la referencia [37].

1.5. Objetivos de la tesis

Hasta aquí hemos visitado algunas de las propiedades fundamentales de la materia de vórtices en Bi-2212. Hemos visto que es un sistema sumamente complejo en el que se solapan una variedad de mecanismos que dan lugar a una gran diversidad de comportamientos. Al estudiar la materia de vórtices, es posible explorar distintos regímenes que se dan por la interacción entre mecanismos complejos: la interacción entre vórtices, la interacción con el sustrato, y las fluctuaciones térmicas. Además, las dimensiones de la materia de vórtices permiten estudiarla en una escala tan pequeña como la distancia entre vórtices. Estas propiedades la diferencian de la materia atómica, y hacen de la materia de vórtices un sistema paradigmático para estudiar propiedades generales de las transiciones de fase.

En nuestro trabajo, buscamos profundizar el estudio del diagrama de fases de la materia de vórtices. En particular, estudiamos la posibilidad de que el fin de la transición de primer orden observada por Banerjee y colaboradores [37] no sea tal sino una observación limitada por la resolución experimental. Es decir, buscamos ahondar en el estudio de hasta dónde se puede observar la transición de primer orden, y si existe o no un punto crítico. En caso de que exista, la determinación de si la transición de primer orden pasa a ser de segundo orden o desaparece sería relevante, ya que una transición de segundo orden implica una ruptura de simetría. Sin embargo, como mencionamos previamente, determinaciones de este tipo son difíciles de realizar pues están limitadas por la resolución experimental. En relación con esta pregunta, exploramos también la región de bajos campos para ver si es posible detectar un efecto “segundo pico” en

muestras irradiadas.

Una motivación fundamental de nuestro trabajo es el desarrollo de protocolos de medición mediante la técnica de magnetometría Hall local en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche. Al iniciar el presente trabajo, la técnica había sido utilizada en pocas oportunidades en el laboratorio, por lo que buscamos desarrollarla para obtener mejores resultados y reconocer sus posibilidades y limitaciones. Como hemos visto, esta técnica ofrece posibilidades de medición muy particulares para el estudio de la respuesta magnética de superconductores de alta temperatura crítica, y esperamos que en el futuro pueda ser implementada para estudiar otros sistemas.

En el próximo capítulo hablaremos en profundidad de la técnica de magnetometría Hall local y del desarrollo de la misma que realizamos en el Laboratorio de Bajas Temperaturas. Discutiremos sobre los distintos métodos que utilizamos para medir y sobre la implementación de un nuevo portamuestras para la medición con sondas Hall en una variedad de equipos criogénicos.

En el capítulo 3, presentaremos los resultados experimentales obtenidos mediante magnetometría Hall local durante este trabajo. Discutiremos sobre la detección de la transición de primer orden, de la línea de irreversibilidad, y de la línea de “segundo pico” en muestras irradiadas con bajas densidades de defectos columnares ($B_\Phi = 10$ G y $B_\Phi = 30$ G). Presentaremos los diagramas de fases que obtuvimos, y contaremos sobre algunas particularidades de la medición de B'_{ac} . Por último, presentaremos algunas mediciones realizadas utilizando el nuevo portamuestras.

En el capítulo 4 presentaremos simulaciones de la red de vórtices en dos dimensiones que realizamos en colaboración con Alejandro Kolton del grupo de Teoría de la Materia Condensada del Centro Atómico Bariloche. Estas simulaciones fueron motivadas por algunos de los resultados experimentales que obtuvimos. En el mismo contexto, describiremos un modelo que realizamos para la respuesta magnética de los vórtices que pudimos contrastar con algunos de los datos experimentales. Finalmente, en el capítulo 5 hablaremos de las conclusiones generales de nuestro trabajo y de las preguntas que quedan planteadas para investigaciones futuras.

Capítulo 2

Técnicas experimentales

La técnica experimental que empleamos durante este trabajo se basa en el efecto Hall, y permite estudiar propiedades magnéticas de una variedad de materiales. En este capítulo describiremos dicho efecto y su utilidad para la medición de la respuesta magnética de las muestras estudiadas. Luego profundizaremos en la técnica particular que utilizamos, que llamamos magnetometría Hall local y que implementamos utilizando sondas Hall micrométricas basadas en gases bidimensionales de electrones. Por último, presentaremos el desarrollo de un portamuestras que permite realizar mediciones con campos axiales en varios equipos con los que contamos en el laboratorio.

2.1. Efecto Hall

Cuando un conductor por el que circula una corriente eléctrica se encuentra inmerso en una región con inducción magnética \mathbf{B} perpendicular a la dirección de circulación de la corriente, aparece una diferencia de potencial en la dirección perpendicular tanto a la corriente como a la inducción magnética. Este fenómeno se denomina *efecto Hall*, y fue observado y explicado por primera vez por E. H. Hall en 1879 [41]. El efecto Hall se ilustra en la figura 2.1.

Consideremos una lámina de un material conductor de ancho w y espesor d , por el que circula una corriente I_s en la dirección $\hat{\mathbf{x}}$ y donde existe una inducción magnética $\mathbf{B} = B_z \hat{\mathbf{z}}$ (ver figura 2.1). La componente de la inducción en la dirección $\hat{\mathbf{z}}$ genera una fuerza media sobre los portadores de carga en la dirección $\hat{\mathbf{y}}$ de magnitud $F = qvB_z$, donde q es la carga de los portadores y v es su velocidad media. Esto da lugar a un desbalance de carga entre los dos lados de la lámina que genera un campo eléctrico uniforme en la dirección $\hat{\mathbf{y}}$. La fuerza sobre las cargas debida a ese campo eléctrico se opone a aquella debida a \mathbf{B} . El sistema alcanza un estado de equilibrio cuando las fuerzas generadas por la inducción magnética y por el campo eléctrico sobre las cargas son de igual magnitud. Así, en el estado de equilibrio, la diferencia de potencial entre

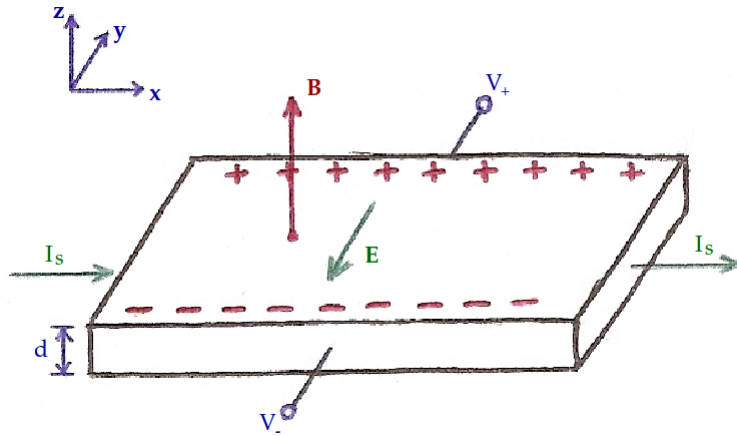


Figura 2.1: Esquematización del efecto Hall en una lámina delgada de un material conductor de espesor d . La corriente I_s circula en la dirección \hat{x} , y la inducción magnética \mathbf{B} en la dirección \hat{z} resulta en un campo eléctrico \mathbf{E} en la dirección \hat{y} .

los dos lados de la lámina es

$$V_H = wE = wvB_z. \quad (2.1)$$

En el modelo de cargas libres no interactuantes (modelo de Drude), la magnitud de la densidad de corriente es $j = nve$, donde n es la densidad de portadores por unidad de volumen y e es la magnitud de la carga de los portadores. Por otro lado, la corriente es $I_s = jwd$, y entonces $v = j/ne = I_s/newd$. Por lo tanto,

$$V_H = \frac{I_s B_z}{ned}. \quad (2.2)$$

Definimos la *resistencia Hall* R_H de manera que

$$V_H = I_s R_H, \quad (2.3)$$

donde $R_H = B_z/ned$ en el modelo de Drude. En general, R_H depende de B_z , de factores geométricos y de las propiedades de transporte del material conductor utilizado.

Nótese que el signo de V_H depende del signo de los portadores de carga. Si los portadores son de signo negativo (por ejemplo, electrones), el efecto será el que se ilustra en la figura 2.1: al haber una corriente hacia la derecha, los portadores se moverán hacia la izquierda y la fuerza debida al campo magnético estará en la dirección $-\hat{y}$, generándose una diferencia de potencial $V_+ - V_-$ positiva. En cambio, si los portadores son de signo positivo (por ejemplo, huecos), $V_+ - V_-$ será de signo opuesto.

2.1.1. Sondas Hall

Una sonda Hall consiste en una lámina delgada de algún material conductor como la mostrada en la figura 2.1, con cuatro contactos ubicados a sus lados. De esta manera, se

puede inyectar una corriente I_s y medir un voltaje Hall V_H en la dirección perpendicular a la de I_s . Como ya mencionamos, el valor de $R_H = V_H/I_s$ es proporcional a B_z , de manera que podemos utilizar una sonda Hall para medir B_z .

Existen diversos factores a tener en cuenta al realizar mediciones de B_z utilizando sondas Hall. Nos interesan, en primer lugar, la sensibilidad y la dependencia de R_H con la temperatura T . Además, debemos considerar factores geométricos que hagan que el voltaje $V = V_+ - V_-$ medido no esté relacionado únicamente con el efecto Hall (ver figura 2.2). Debido a defectos en la fabricación, en una sonda Hall real las terminales V_+ y V_- no están exactamente enfrentadas. Es decir que no están ubicadas sobre una recta perpendicular a la dirección de I_s . La distancia x entre las terminales V_+ y V_- dará lugar a una diferencia de potencial longitudinal (en la dirección \hat{x}) dada por $V_\ell = I_s R_\ell$, donde R_ℓ es proporcional a x . De esta manera, el voltaje medido será

$$V = V_H + V_\ell = I_s(R_H + R_\ell). \quad (2.4)$$

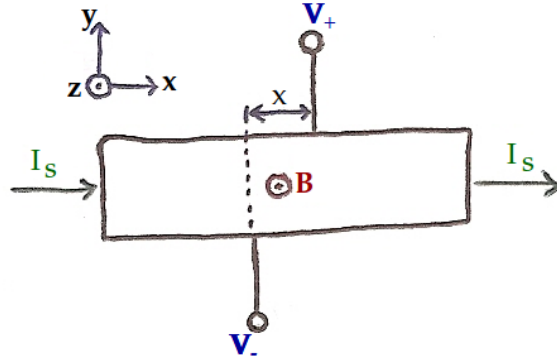


Figura 2.2: Vista superior de una sonda Hall genérica. Mostramos la dirección de circulación de la corriente, la dirección del campo magnético \mathbf{B} y las posiciones de las terminales de voltaje V_+ y V_- , separadas una distancia x en la dirección \hat{x} .

Para una buena medición de V_H , necesitamos separar la contribución de V_ℓ a la señal total V . Si el valor de R_ℓ no depende de T ni de \mathbf{B} , V_ℓ será una constante que se puede determinar midiendo V con $B_z = 0$. En ese caso, la determinación de $V_H = V - V_\ell$ es simple. Pero en general R_ℓ depende de T y del módulo de B_z (es par en B_z). La dependencia de R_ℓ con $|B_z|$ suele ser de la forma $R_\ell(|B_z|) = R_0 + R_M(|B_z|)$, donde $R_M(|B_z|)$ se denomina *magneto-resistencia*. En este caso, una forma de separar las contribuciones de V_ℓ o de V_H a la señal total es medir V en las mismas condiciones pero con inducciones opuestas y realizar una simetrización o una antisimetrización. Al medir con B_z , se obtiene $V_\uparrow = I_s(R_H + R_\ell)$, mientras que al medir con $-B_z$ obtenemos $V_\downarrow = I_s(-R_H + R_\ell)$. Esto es así porque $R_H \propto B_z$ y R_ℓ depende de $|B_z|$. Entonces,

podemos obtener V_H y V_ℓ como

$$V_H = I_s R_H = \frac{1}{2}(V_\uparrow - V_\downarrow) \quad (2.5)$$

y

$$V_\ell = I_s R_\ell = \frac{1}{2}(V_\uparrow + V_\downarrow) . \quad (2.6)$$

Así podemos no sólo separar las contribuciones sino calcular sus valores y determinar la relevancia de una respecto de la otra.

Existen formas alternativas de eliminar la contribución longitudinal al voltaje Hall medido [42–44]. Estos métodos consisten en intercambiar las terminales de corriente y voltaje de manera de obtener un resultado equivalente al que resulta de medir con inducciones opuestas y realizar una antisimetrización. Son métodos particularmente útiles cuando se desean realizar mediciones magnéticas en condiciones que no permiten la aplicación sucesiva de campos opuestos. Un ejemplo son las mediciones que presentaremos en nuestro trabajo, en las que la aplicación de campos en dos direcciones opuestas para la medición de cada punto generaría condiciones muy diferentes a las deseadas. Sin embargo, como contaremos en la próxima sección, en nuestras mediciones no necesitamos eliminar la contribución V_ℓ .

2.2. Magnetometría Hall local utilizando sondas de 2DEG

En este trabajo, utilizamos sondas Hall basadas en gases bidimensionales de electrones (2DEG). El gas bidimensional es una región que se ubica en la interfaz entre dos láminas delgadas formadas por materiales semiconductores, de manera que dicha interfaz constituye un pozo de potencial cuántico para los electrones. Así, los electrones se encuentran confinados en una interfaz, formando un conductor prácticamente bidimensional: su espesor d es extremadamente pequeño, del orden de la distancia interatómica. Como indica la ecuación (2.2), el voltaje Hall medido en una sonda es inversamente proporcional a d , de manera que el valor pequeño de d incrementa la sensibilidad.

La sensibilidad de una sonda, que determina su resolución y la menor inducción magnética medible, también es inversamente proporcional a la densidad de portadores n , por lo que sería deseable que n sea lo más chico posible. Sin embargo, al disminuir esta cantidad también aumenta la resistividad del 2DEG. El aumento de la resistencia R_V entre las terminales V_+ y V_- de la figura 2.2 disminuye la relación señal-ruido al medir voltaje Hall y da lugar a mediciones menos precisas. Este efecto puede contrarrestarse si se utiliza un gas bidimensional con una gran movilidad, μ , de los electrones. Es por esto que para la construcción de sondas Hall de 2DEG se utilizan preferible-

mente semiconductores como GaAs o InSb, que tienen un mayor valor de μ que otros semiconductores como el silicio [45].

Otro factor limitante para la sensibilidad de las sondas es la máxima corriente de excitación I_s que se puede aplicar sin destruir el dispositivo. Este valor es proporcional a $\sqrt{P/R_{I_s}}$, donde P es la potencia máxima que puede disipar la sonda y R_I es la resistencia entre las terminales a través de las cuales se inyecta la corriente. Por lo tanto, es deseable minimizar el valor de R_I , condición favorecida por un incremento en μ y en n .

Los 2DEG que utilizamos en nuestro trabajo se construyen mediante el depósito de capas de GaAs y AlGaAs utilizando la técnica de MBE (*molecular beam epitaxy*). En este tipo de estructuras, el valor de n es fácilmente controlable mediante cambios en el dopaje de los semiconductores. Así, es posible lograr los valores que maximicen la sensibilidad. Además, la movilidad de los electrones en los 2DEG de GaAs/AlGaAs es muy alta en relación a la de otros materiales.

Las sondas de GaAs/AlGaAs son apropiadas para mediciones a bajas temperaturas ya que su sensibilidad se mantiene alta y varía relativamente poco en esas condiciones [46]. Las sondas utilizadas en este trabajo tienen un coeficiente R_H/B del orden de $100 \text{ m}\Omega/\text{G}$ en el rango de temperaturas de interés ($T < 100 \text{ K}$). Además, tienen una magnetoresistencia despreciable para el rango de campos en el que trabajamos, de manera que en nuestras mediciones no hacemos inversión de B_z . Nótese adicionalmente que, si bien la magnetoresistencia afecta la medición de B , la determinación de la posición en H o en T de anomalías en la respuesta magnética de una muestra no se ve afectada.

2.2.1. Sondas Hall como magnetómetros

Un arreglo de sondas Hall puede ser utilizado como magnetómetro. En la figura 2.3 esquematizamos un arreglo de dos sondas Hall pensado para este fin. Si ubicamos una muestra magnetizada cerca de una de las sondas, el voltaje Hall medido en esa sonda será proporcional a la inducción magnética en la dirección \hat{z} , B_z , en el *área activa* de la sonda. La inducción B_z es la suma de las componentes del campo magnético externo H_z y del campo generado por la muestra debido a su magnetización \mathbf{M} . Si, en el arreglo de la figura 2.3, la muestra está suficientemente lejos de la sonda de la izquierda, el voltaje Hall medido en ella será proporcional sólo a H_z . La comparación entre las señales medidas en ambas sondas proporcionará una manera de determinar el efecto debido únicamente a la magnetización de la muestra.

En sondas Hall de GaAs/AlGaAs, es posible lograr que el gas bidimensional de electrones se ubique a una distancia del orden de 1 nm de la superficie del dispositivo. Así, es posible ubicar la muestra suficientemente cerca como para medir con gran

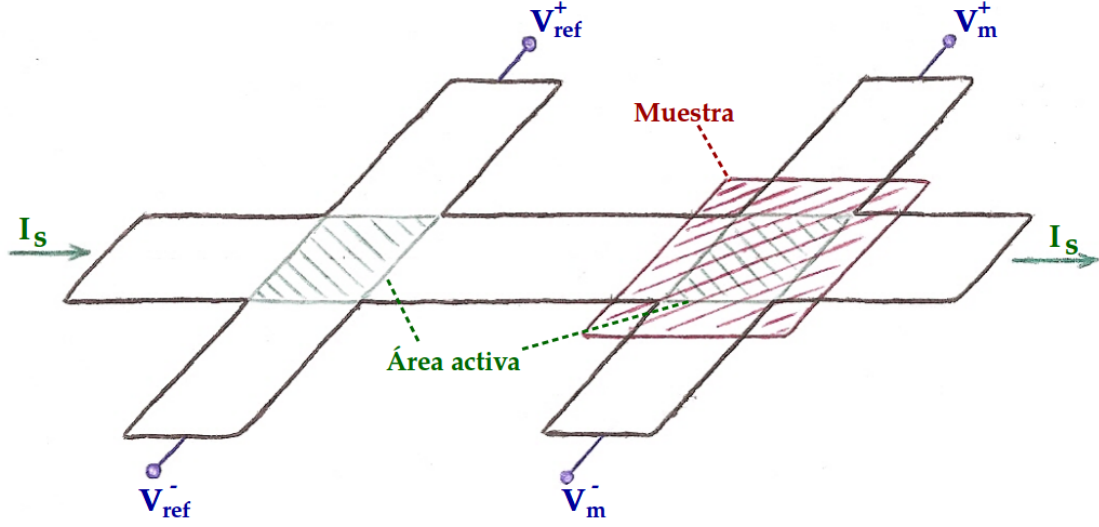


Figura 2.3: Esquema de un arreglo de dos sondas Hall. Una de las sondas está libre y mide el campo externo H en la dirección perpendicular a la sonda, la otra tiene una muestra sobre su superficie y mide la inducción B en la superficie de la muestra. El área activa de cada sonda es la superficie que es sensible al flujo magnético a través de ella.

precisión la inducción magnética en su superficie.

En nuestro trabajo utilizamos sondas Hall para medir la inducción magnética en la superficie de un material superconductor, que está dada por la densidad de líneas de flujo que atraviesan la superficie. Es interesante ver cuál es el efecto producido por la presencia de un vórtice cuyo flujo magnético atraviesa una sonda Hall de 2DEG con un área activa A . Como vimos en la sección 1.1, el flujo magnético concatenado por un vórtice es $\Phi_0 = 2,07 \times 10^{-7} \text{ G cm}^2$. Entonces, la inducción magnética B que medirá una sonda Hall de área activa A atravesada por las líneas de flujo correspondientes a un vórtice será $B = \Phi_0/A$. Las sondas utilizadas tienen un área activa de $16 \times 16 \mu\text{m}^2$, de manera que $B \approx 0,081 \text{ G}$. Como $R_H/B \sim 100 \text{ m}\Omega/\text{G}$, entonces la resistencia Hall debido a un vórtice individual será $R_H \sim 8 \text{ m}\Omega$. Si aplicamos una corriente como las utilizadas en nuestro trabajo, $I_s \sim 50 \mu\text{A}$, obtendremos un voltaje Hall $V_H \sim 0,4 \mu\text{V}$. De manera que para medir el efecto de un vórtice individual necesitaremos ser capaces de medir esos valores de V_H con un ruido considerablemente menor. En nuestras mediciones, no llegamos a tal objetivo, pero sí somos capaces de medir B con una resolución de fracciones de Gauss ($\sim 0,2 \text{ G}$), que corresponde al efecto de unos 3 vórtices en el área activa de las sondas.

2.2.2. Montaje de las sondas utilizadas

En el presente trabajo utilizamos un arreglo de cuatro sondas Hall de 2DEG con áreas activas de $16 \times 16 \mu\text{m}^2$. Estas sondas fueron construidas en Itron SAS, Francia, por M. Konczykowski y V. Mosser. Como mencionamos en la sección 1.3.1, estas sondas

permiten implementar una técnica de magnetometría que proporciona una manera de estudiar la respuesta *local* de un material magnético o superconductor.

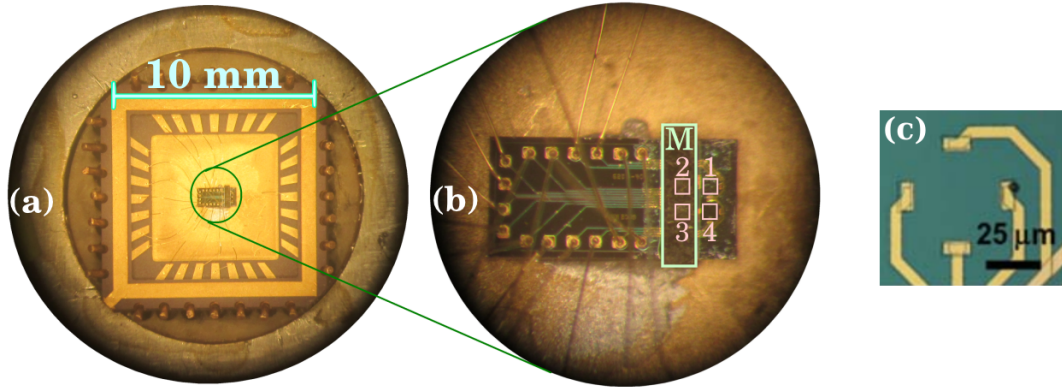


Figura 2.4: (a) Imagen del chip en el que se encuentra (b) el sustrato de GaAs/AlGaAs con el arreglo de cuatro sondas Hall. Detallamos las posiciones de las cuatro sondas (1, 2, 3 y 4) y el área que ocupa la muestra (M). (c) Detalle de una sonda, adaptado de la referencia [47].

Las cuatro terminales de cada sonda están conectadas mediante contactos de oro a dieciséis puntos que se encuentran en el borde de un sustrato rectangular (ver figura 2.4). El mismo está adherido a una superficie de oro que forma parte de un *chip* fijado a través de una pieza de *arlen* a un portamuestras de aluminio. Este chip tiene un área de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ y posee 28 contactos de oro en sus lados. La conexión entre los contactos del sustrato de GaAs/AlGaAs (conectados a las dieciséis terminales de las sondas) y los contactos del chip se realiza mediante hilos de oro de unos $50 \mu\text{m}$ de diámetro unidos por soldadura de punto ultrasónica (*wire-bonding*). Las terminales de las cuatro sondas Hall del arreglo de 2DEG están conectadas externamente a través de dichos contactos de manera de poder inyectar una misma corriente a través de todas ellas. En este arreglo, la corriente máxima que se puede aplicar es de $100 \mu\text{A}$, aunque típicamente empleamos $50 \mu\text{A}$.

En la figura 2.4 se muestran imágenes del chip y del arreglo de sondas Hall. Allí indicamos la posición de la muestra de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, adherida a la superficie con grasa de vacío *Apiezon N*. Es importante notar que esta forma de montaje hace que la señal medida dependa de detalles como la posición de la muestra y el espesor de la película de *Apiezon N* entre la sonda y la muestra.

2.2.3. Otros detalles experimentales

La parte posterior del chip en el que está ubicado el arreglo de sondas Hall tiene adherido (con barniz *GE 7031*) un termómetro *Cernox 1050*, de manera de optimizar el contacto térmico con el chip. Este termómetro es el que utilizamos para medir la temperatura de la muestra. Se realizaron barridos de T a velocidades típicas inferiores a $0,2 \text{ K/min}$ para asegurar una buena definición de T .

Por otro lado, para realizar las mediciones AC necesitamos generar un campo magnético alterno en la dirección perpendicular a las sondas. Para ello contamos con una bobina pequeña de unos 2 cm de diámetro ubicada rodeando al chip y en el mismo plano.

El chip está fijo a una pieza de *arlen* que a su vez fijamos a un portamuestras de aluminio, y a este último lo acoplamos al dedo frío de un criogenerador de ciclo cerrado tipo *Gifford-McMahon*. En el dedo frío se encuentran un termómetro y un calefactor que nos permiten regular la temperatura.

Para aplicar el campo magnético constante (DC), utilizamos un electroimán *GMW 5403* conectado a una fuente de potencia *HP E3631A* que empleamos como fuente de corriente por su resolución (1 mA) y por su estabilidad. Así, para realizar las mediciones con campo aplicado, ubicamos el chip con la muestra dentro del crióstato en la posición media entre las piezas polares del electroimán, orientado de manera que el campo aplicado sea perpendicular al plano de las sondas Hall.

Finalmente, para conocer el campo magnético en la posición de la muestra, contamos con una sonda Hall comercial *THS 118*.¹ Dicha sonda está adherida a una de las piezas polares del electroimán. Nótese que esta sonda permanece siempre a temperatura ambiente, de manera que sólo es necesario realizar una calibración para conocer el campo magnético en la posición de la muestra en función de la resistencia Hall de la sonda. Se asume que la camisa del criogenerador, de acero inoxidable no magnético y cobre, no modifica el perfil de campo.

2.2.4. Magnetometría DC y AC

En nuestro trabajo, realizamos mediciones con las sondas Hall aplicando dos técnicas diferentes que llamaremos alterna (AC) y continua (DC). Estas dos técnicas nos permiten medir cantidades que nos dan informaciones complementarias sobre la respuesta magnética de nuestras muestras.

Método DC

La técnica DC consiste en medir la inducción magnética B en la dirección perpendicular a la sonda aplicando un campo magnético externo H *continuo* en dicha dirección. Así, podemos obtener la respuesta de la muestra a frecuencia cero al medir el voltaje Hall $V_{H,m}$ en las sondas sobre las que está ubicada la muestra. Simultáneamente, podemos tener una señal de referencia al medir $V_{H,ref}$ en una sonda libre. Si ambas sondas son iguales y la posición de la muestra es óptima, la diferencia $V_{H,m} - V_{H,ref}$ es

¹Es necesario contar con una forma de medir el campo magnético pues la presencia de las piezas polares, que permanecen magnetizadas a campo cero, hace que la relación entre la corriente inyectada en el electroimán y el campo generado no sea directa.

proporcional a la magnetización M de la muestra.²

Una posición óptima de la muestra es aquella en la que su superficie está suficientemente cerca del área activa de la sonda sobre la que se ubica, para lograr que $V_{H,m}$ esté relacionado directamente con el campo B_z dentro de la muestra, y suficientemente lejos de la sonda de referencia, para obtener un $V_{H,ref}$ que sólo dependa del campo externo H . En las mediciones DC que presentaremos en este trabajo no utilizamos ninguna sonda de referencia ya que las dimensiones de la muestra y del arreglo de sondas no nos permiten contar con una sonda suficientemente alejada de la muestra. Es importante notar, sin embargo, que esta limitación no constituye un problema a la hora de detectar anomalías en la respuesta magnética de la muestra que indiquen la existencia de transiciones o cambios de régimen. Un detalle de mayor relevancia es la separación entre la superficie de la muestra y el área activa de la sonda en la que medimos $V_{H,m}$. En particular, para realizar las mediciones que presentaremos en este trabajo, es de importancia lograr que dicha separación sea menor o del orden de la longitud de penetración λ . Así, podemos asegurar que el valor medido de $V_{H,m}$ corresponde fundamentalmente a las líneas de flujo que atraviesan el material en forma de vórtices. En las muestras de Bi-2212 estudiadas, $\lambda \sim 200$ nm. Nótese adicionalmente que, si entre distintas mediciones la distancia entre la muestra y la sonda varía (siendo siempre menor o del orden de λ), la señal medida puede cambiar ligeramente en magnitud pero la posición observada en H o T de anomalías en la respuesta magnética no se verá afectada.

Para realizar las mediciones DC que presentamos en este trabajo, utilizamos puentes de resistencias, *LakeShore 336* y *Linear Research 700*, que aplican una corriente alterna sobre la sonda sobre la que se ubica la muestra y miden un voltaje Hall alterno que permite obtener la resistencia Hall R_H . La aplicación de una corriente alterna permite eliminar una resistencia medida a campo cero que aparece debido a efectos externos a las sondas, como efectos termoelectricos en el sistema de medición, mejorando así la relación señal-ruido. La corriente alterna aplicada en estas mediciones tiene una amplitud eficaz (rms) $i_b = 30 \mu\text{A}$.

Método AC

La técnica AC consiste en aplicar un campo magnético *alterno* de baja amplitud ($\sim 0,5$ Oe) paralelo al campo DC y medir la respuesta magnética de la muestra a una determinada frecuencia utilizando un amplificador Lock-In. Tanto el campo DC como el campo AC están aplicados en la dirección perpendicular a las sondas y al plano ab de las muestras. Con esta técnica, podemos medir cantidades que dan información sobre varios aspectos de la respuesta magnética de la muestra.

²Las sondas reales no son exactamente iguales y es necesario realizar una calibración de cada sonda antes de poder comparar ambas señales.

Consideremos una sonda Hall sobre la que se ubica una muestra. El voltaje Hall medido en esa muestra para una dada corriente I_s será de la forma $V_H = \alpha + \gamma B$, donde α y γ son constantes y B es la inducción magnética en la dirección perpendicular a la sonda. Ahora aplicamos un campo AC, $\delta H = \delta H(t) = H_{ac} \sin(\omega t)$, con frecuencia $f = \omega/2\pi$ y amplitud H_{ac} . Si la amplitud H_{ac} es suficientemente pequeña, la inducción tendrá la forma $B(t) = B_0(H_{dc}) + (\partial B/\partial H)|_{H_{dc}} \delta H(t)$, donde $B_0(H_{dc})$ depende únicamente del campo DC, H_{dc} . Por lo tanto, el voltaje Hall será $V_H(t) = \alpha + \gamma(B_0(H_{dc}) + (\partial B/\partial H)|_{H_{dc}} \delta H(t))$. Al seleccionar, utilizando un amplificador Lock-In, la respuesta a la frecuencia f y en fase con $\delta H(t)$, obtenemos una señal $\delta V_H \propto (\partial B/\partial H)|_{H_{dc}} H_{ac} \equiv B'_{ac}$. Además, $\partial B/\partial H \sim \partial(H + M)/\partial H \sim 1 + \chi'$, donde M es la magnetización y χ' la susceptibilidad magnética de la muestra. Es decir que la señal δV_H será tal que

$$\frac{\delta V_H}{H_{ac}} \propto \frac{\partial B}{\partial H} \sim 1 + \chi' . \quad (2.7)$$

Así, la técnica AC nos permite medir la susceptibilidad magnética de la muestra, que depende fundamentalmente de su temperatura T , del campo H_{dc} aplicado y, en el caso de un material magnético o superconductor, de su historia térmica y magnética.

En nuestro experimento, el campo AC es generado inyectando una corriente $I_b = i_0 \sin(2\pi f t)$ de amplitud i_0 en la bobina que rodea al arreglo de sondas Hall. Para ello, convertimos la excitación proveniente del amplificador Lock-In a corriente mediante un conversor tensión-corriente implementado utilizando un amplificador operacional *UA741*. De esta manera, las variaciones en la resistencia de la bobina de excitación debido a la temperatura no alteran la amplitud de la corriente inyectada y mantenemos el control de la amplitud y la fase del campo AC.

Utilizando un amplificador Lock-In *DSP Signal Recovery 7280*, medimos la respuesta en módulo y fase respecto de la excitación AC de una de las sondas Hall sobre las que se encuentra la muestra a la frecuencia f . Simultáneamente, medimos la respuesta de la misma sonda a la frecuencia $3f$, es decir en el tercer armónico. La respuesta de un sistema a frecuencias que son múltiplos impares de la de excitación permite conocer cuándo el sistema se comporta en forma no lineal respecto de la excitación. En particular, la respuesta en el tercer armónico es proporcional a la tercera derivada de M respecto de H , $\partial^3 M/\partial H^3$. Para estas mediciones, aplicamos una corriente continua en las sondas $I_s = 55 \mu\text{A}$ con una fuente de corriente de precisión *LakeShore 120*.

Para acondicionar la señal de manera de optimizar la relación señal-ruido, la misma es preamplificada $\times 1000$ utilizando un pre-amplificador *Stanford Research 560* acoplado con un filtro pasa banda. La figura 2.5 muestra un esquema simplificado del sistema de detección de la señal.

Como mencionamos previamente, al medir la respuesta de una sonda a la frecuencia

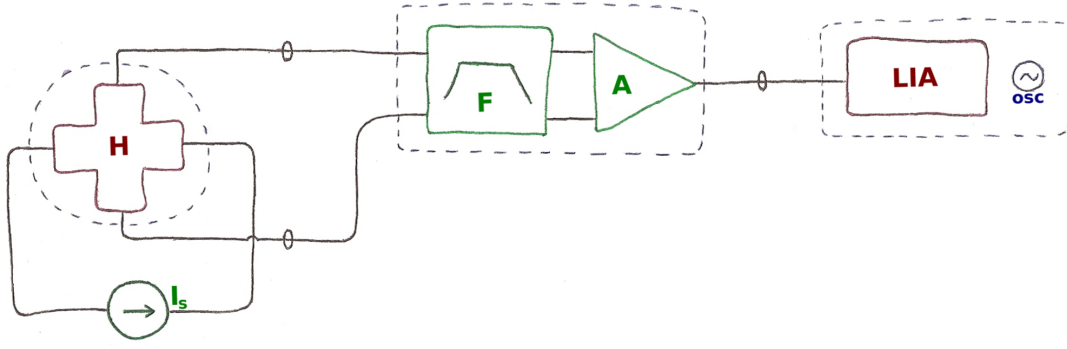


Figura 2.5: Esquema del sistema de detección de la señal de las sondas Hall para las mediciones AC. Aplicamos una corriente continua I_s a través de la sonda **H**, y obtenemos una señal que es filtrada (**F**) y amplificada (**A**) para luego ser detectada por el amplificador Lock-In (**LIA**). El Lock-In también tiene un oscilador interno (**osc**) del cual se toma la señal que alimenta la bobina y produce el campo AC perpendicular a la sonda.

f (en el primer armónico) obtenemos módulo, $B_1(T)$, y fase respecto de la excitación, φ_1 . Para presentar los resultados de estas mediciones en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, graficamos una magnitud denominada *transmitividad AC*, que se define como

$$T'(T) = \frac{B'_{ac}(T) - B'_{ac}(T \ll T_c)}{B'_{ac}(T \gg T_c) - B'_{ac}(T \ll T_c)}, \quad (2.8)$$

donde $B'_{ac}(T) = B_1(T) \cos \varphi_1$ es la componente en fase con la excitación de la respuesta de la sonda en el primer armónico.

Tanto B'_{ac} como T' son magnitudes muy sensibles a discontinuidades en B , tal como mostramos en la sección 1.3.1. Nos enfocamos en T' porque permite la comparación entre mediciones en las que se aplican distintos campos DC o distintas amplitudes o frecuencias de excitación AC, y elimina diferencias debidas al estado de conducción del gas bidimensional de electrones, que puede ser dependiente de su historia previa. Tiene un valor igual a 1 a temperaturas mayores a la crítica, en donde la muestra no apantalla el campo magnético aplicado, y decrece a 0 bien por debajo en temperatura de la transición de fusión, en donde el apantallamiento es máximo.

Otra magnitud de interés es la componente en contrafase, $B''_{ac} = B_1 \sin \varphi_1$. Esta magnitud será de interés para detectar comportamientos disipativos que están relacionados con el comportamiento irreversible de las muestras, tal como mencionamos en la sección 1.3.2.

Por otro lado, para presentar los resultados de las mediciones en el tercer armónico graficamos

$$|T_{h3}|(T) = \frac{B_3(T)}{B'_{ac}(T \gg T_c) - B'_{ac}(T \ll T_c)}, \quad (2.9)$$

donde $B_3(T)$ es el módulo de la respuesta en el tercer armónico. Esta definición de $|T_{h3}|$ permite una comparación entre dicha magnitud y T' .

Consideramos que el sistema en estudio se comporta de manera no lineal cuando observamos valores de $|T_{h3}|$ superiores al ruido de base de la medición. Esto también será de particular importancia cuando hablemos de la detección de la línea de irreversibilidad, como también comentamos en la sección 1.3.2.

Método simultáneo AC/DC

Otra técnica que implementamos en este trabajo consiste en medir simultáneamente utilizando tanto el método DC como el AC. La motivación para hacer estas mediciones consiste básicamente en poder relacionar con mayor exactitud las anomalías observadas en las mediciones con uno y otro método. En la sección 3.3 profundizaremos en el origen de esta motivación y mostraremos algunos resultados de utilizar este método.

La implementación del método simultáneo AC/DC, intrínsecamente rockero, no puede realizarse simplemente conectando los equipos de medición que utilizamos para ambos métodos en simultáneo. Esto se debe a que al medir únicamente con el método DC, utilizamos un mismo equipo para inyectar una corriente *alterna* en las sondas y medir el voltaje Hall resultante de un campo *continuo*. En cambio, al medir con el método AC inyectamos una corriente *continua* y medimos la respuesta ante un campo *alterno*.

Para superar esta dificultad, inyectamos una corriente continua de $55\ \mu\text{A}$, como en el método AC, y cambiamos de equipo de medición para obtener la respuesta DC, B_{dc} : pasamos a medir un voltaje Hall continuo con un multímetro *HP 34401A*. Esto nos trae ciertas dificultades, ya que esta forma de medir no permite eliminar la componente de R_H a campo cero, empeorando la relación señal-ruido. La presencia del campo AC δH genera una perturbación que puede afectar la medición DC. La medición AC, en cambio, se mantiene en las mismas condiciones que cuando medimos únicamente mediante ese método.

2.3. Desarrollo de un portamuestras axial

Algunos inconvenientes que tuvimos durante este trabajo estuvieron relacionados con la fuente de campo magnético continuo utilizada, que consiste en un electroimán *GMW 5403* que cuenta con piezas polares hechas de un material de alta permeabilidad. Estas piezas polares permiten aplicar campos magnéticos de hasta 5 kOe, pero hacen que la relación entre la corriente aplicada y el campo generado no sea unívoca, sino que existe una histéresis de unos 10 Oe. Esto llevaba a la necesidad de medir el campo magnético aplicado con una sonda Hall comercial ubicada afuera del criogenerador, circunstancia que nos llevó en algunas ocasiones a no tener una medición confiable de H .

Otro inconveniente consistió en la aparición de corrientes parásitas en el portamuestras de aluminio ante la aplicación de campos AC. Estas corrientes generan una respuesta en frecuencia y en temperatura que no está relacionada únicamente con el comportamiento de la muestra.

El primer inconveniente se solucionaría si pudiéramos utilizar un solenoide como imán, en el que no existen piezas polares y el campo aplicado es directamente proporcional a la corriente, existiendo una única relación entre ellos. Por la geometría del criogenerador y la orientación del portamuestras, que está pensado para ubicar las sondas en un plano vertical, no es posible utilizar un solenoide como imán sin cambiar de portamuestras. El segundo inconveniente se podría solucionar parcialmente utilizando un portamuestras con menor volumen de material conductor, o cuya geometría no facilite la circulación de lazos cerrados de corrientes parásitas.

Para solucionar estos problemas, durante el trabajo realizamos el diseño y construcción de un nuevo portamuestras que permite ubicar las sondas en un plano horizontal, haciendo posible utilizar un solenoide con su eje en posición vertical para generar el campo DC. Además, en el diseño buscamos minimizar el volumen de material conductor que facilitara la formación de corrientes parásitas.

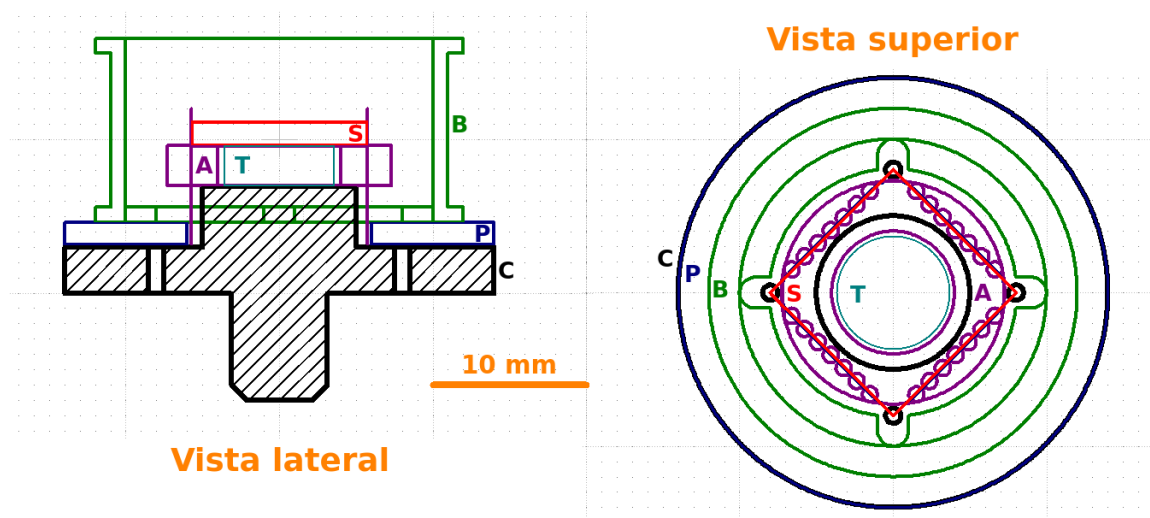


Figura 2.6: Diseño del portamuestras axial. **C** Pieza de cobre; **B** bobina de *delrin*; **A** pieza anular de *arlen* sobre la que se apoya el chip con las sondas, **S**, **T** Termalizador; **P** pieza anular de *Pertinax*.

La figura 2.6 muestra un esquema del diseño realizado, y la figura 2.7 muestra una fotografía del portamuestras. La pieza principal del mismo es de cobre, y su geometría se muestra en la vista lateral de la figura. Además, diseñamos y construimos una bobina hecha de ~ 500 vueltas de alambre de cobre de $100 \mu\text{m}$ de diámetro enrolladas alrededor de una pieza de *delrin* que se muestra en ambas figuras. La función de esta bobina es generar el campo magnético AC necesario para las mediciones realizadas con el método AC. El portamuestras también cuenta con una pieza de *Pertinax*, una pieza de *arlen*

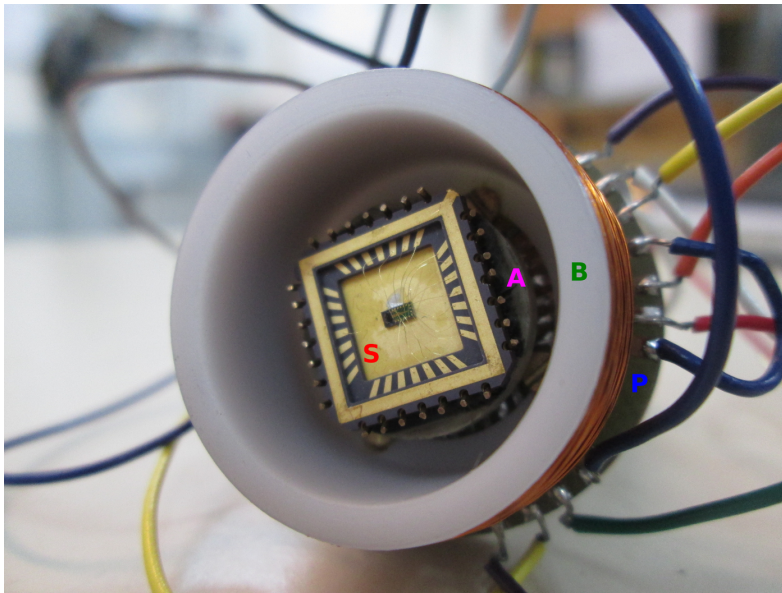


Figura 2.7: Vista del portamuestras axial en la que se puede observar **B** la bobina de *delrin* sobre la que se enrolla el alambre de cobre, **A** la pieza anular de *arlen*, **S** el chip con las sondas, de 1 cm de lado, y **P** la pieza anular de *Pertinax*.

y un termalizador. La bobina, la pieza de *Pertinax* y la pieza de cobre están unidas entre sí mediante cuatro tornillos.

Sobre la pieza anular de *Pertinax* dibujamos pistas de cobre que funcionan como contactos eléctricos entre las sondas y los contactos del dedo frío del criogenerador. Sobre la pieza de *arlen*, de forma anular, se apoya el chip en el que se ubican las sondas y la muestra. La pieza de *arlen* consta de 28 perforaciones a través de las cuales pasan 28 alambres de Cu-Be, soldados a las pistas de Cu en la pieza de *Pertinax*, que hacen el contacto eléctrico entre las sondas y dichas pistas. Estos alambres hacen una presión sobre el chip que lo mantiene fijo sin necesidad de adherirlo al portamuestras por otro medio. De esta manera, es posible montar y desmontar el chip con relativa facilidad, lo que le da al portamuestras una gran versatilidad ya que permite montar una diversidad de experimentos y así realizar mediciones no sólo de magnetometría Hall.

El termalizador es un disco formado por un amontonamiento de alambres de cobre de ~ 1 mm de diámetro orientados en dirección vertical y pegados entre sí con *Stycast 2850* (negro). Construimos un termalizador de estas características para evitar que se formen lazos amplios de corrientes parásitas sin dejar de facilitar la conducción térmica entre el chip y la pieza de cobre.

En la sección 3.6 presentaremos algunos resultados que obtuvimos utilizando este portamuestras que muestran que el nuevo arreglo experimental permite nuevas condiciones de medición. Sin embargo, no llegamos a corroborar si el nuevo diseño soluciona parcialmente o no el problema de la aparición de corrientes parásitas. Por otro lado, es importante destacar que el diseño del nuevo portamuestras fue pensado para poder ser implementado en diversos equipos de medición con los que contamos en el Laboratorio

de Bajas Temperaturas. Con el nuevo dispositivo es posible realizar mediciones, por ejemplo, en el crióstato de dilución, que permite llegar a temperaturas de hasta 50 mK, y en el imán de 18 T.

2.4. Muestras estudiadas

En el próximo capítulo presentaremos y discutiremos los resultados de mediciones realizadas utilizando las técnicas de magnetometría Hall local DC y AC en muestras irradiadas de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Las muestras estudiadas son plaquetas de dimensiones aproximadas $1,5 \times 0,5 \times 0,1 \text{ mm}^3$, irradiadas con dosis de $B_\Phi = 10 \text{ G}$ y $B_\Phi = 30 \text{ G}$, y tienen una temperatura crítica $T_c \simeq 85 \text{ K}$. Fueron crecidas en Leiden, Holanda, por Ming Li y colaboradores utilizando el método de *travelling solvent floating zone*, e irradiadas con iones de Xe acelerados a una energía de 1 GeV en Ganil, Francia. Todas las mediciones que mostraremos en el capítulo 3 fueron realizadas en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche.

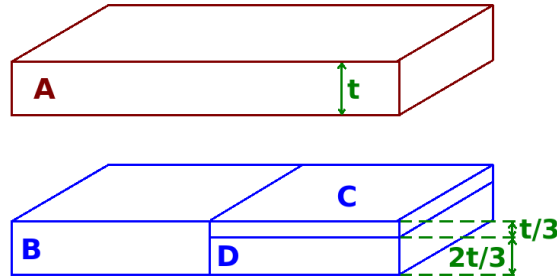


Figura 2.8: Muestras estudiadas con $B_\Phi = 10 \text{ G}$. Las muestras B, C y D resultan de cortar la muestra A en tres fragmentos. La muestra D no fue estudiada en ninguna de las mediciones que realizamos en este trabajo.

También presentaremos algunos resultados que corresponden a una muestra prístina de referencia. Las muestras con $B_\Phi = 10 \text{ G}$, $B_\Phi = 30 \text{ G}$ y la prístina originalmente formaban parte de una misma muestra, que fue separada en varias porciones para irradiar a cada una con una dosis distinta y dejar una porción sin irradiar (prístina).

Estudiamos 4 muestras irradiadas distintas: una con $B_\Phi = 30 \text{ G}$, y tres con $B_\Phi = 10 \text{ G}$ que llamaremos A, B y C. Las muestras B y C son dos fragmentos de la muestra A que tienen distintos espesores t , $3t_C = t_B = t_A$, ver figura 2.8. En la sección 3.4 hablaremos de por qué realizamos esta fragmentación.

El plano de las muestras es paralelo a los planos ab de su estructura cristalina (en otras palabras, la dimensión más chica de las muestras es la del eje c), de manera que en todas las mediciones el plano ab es paralelo al de las sondas Hall. El campo magnético se aplica siempre paralelo al eje c , y la respuesta magnética medida corresponde a esa dirección.

Capítulo 3

Resultados experimentales y discusión

En este capítulo presentamos las mediciones realizadas mediante magnetometría Hall local AC y DC en muestras irradiadas de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Con esta técnica, pudimos observar la transición de fase de primer orden y el efecto “segundo pico” de la red de vórtices, en $H_{FOT}(T)$ y en $H_{SP}(T)$ respectivamente. Además, observamos la línea de irreversibilidad a partir de la respuesta no lineal y disipativa de la red de vórtices. Mostraremos también algunas particularidades de la respuesta AC que aparecen al variar la amplitud y la frecuencia de la excitación $\delta H(t)$. Por último, presentaremos mediciones realizadas utilizando el nuevo portamuestras axial.

3.1. Observación de la transición de primer orden a altas temperaturas

En esta sección hablaremos de cómo detectamos la transición de primer orden de la materia de vórtices en muestras irradiadas utilizando tanto el método DC como el AC. Como discutimos en la sección 1.3.1, en mediciones DC esta transición debe detectarse como un salto en B que muestra que existe un salto discontinuo en la densidad de la red de vórtices. En cambio, en mediciones AC puede detectarse como un pico paramagnético en la componente en fase B'_{ac} o en la transmitividad AC, T' , que definimos en la sección 2.2.4.

En la figura 3.1(a) mostramos una medición DC a 72 K en la muestra con $B_\Phi = 30$ G. Allí graficamos $B - H$ en función del campo aplicado H . Para realizar esta medición, inicialmente enfriamos el sistema desde $T > T_c$ hasta $T = 72$ K a campo $H = 0$, proceso conocido como *zero-field cooling* (ZFC). Luego hacemos un ciclo completo en H mientras medimos B . La primera rama de la medición es la *rama virgen*, que sale de $H = 0$, $B - H = 0$ debido al enfriamiento a campo cero que hace que inicialmente

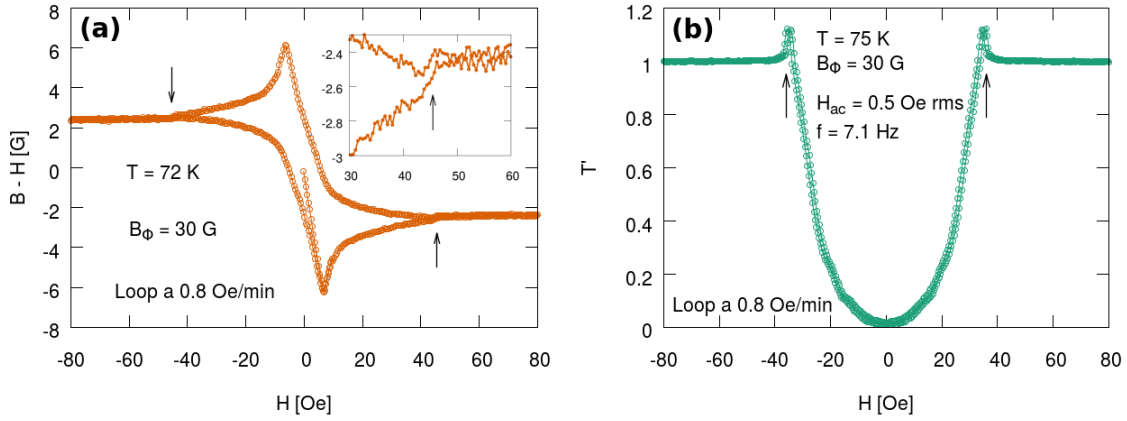


Figura 3.1: Mediciones en una muestra con $B_{\Phi} = 30$ G. (a) Ciclo DC de $B - H$ vs. H a $T = 72$ K. Detalle: observación del salto en $B - H$ que corresponde a la transición de primer orden. (b) Ciclo AC de T' vs. H a $T = 75$ K. Se observa con nitidez el pico paramagnético que corresponde a la transición de primer orden.

no haya ningún vórtice en el sistema ($B = 0$).

El primer quiebre de la medición de la figura 3.1(a), en $H \sim 8$ Oe, corresponde al campo de penetración, H_p , en el que los vórtices entran abruptamente al sistema. Por debajo de este punto, prácticamente no hay vórtices en el sistema y $B \simeq 0$, es decir que el sistema está en el estado *Meissner*. Sin embargo, H_p es mayor que el campo crítico H_{c1} debido al efecto de las barreras de superficie.

Por encima de H_p , la respuesta sigue siendo irreversible hasta el campo de irreversibilidad H_{IL} en el que las ramas ascendente y descendente se solapan, en $H_{IL} \sim 50$ Oe. El punto que queremos remarcar en esta instancia es la observación del salto en $B - H$ que corresponde a la transición de primer orden de la materia de vórtices. En el detalle de la figura 3.1 podemos ver que existe un salto bien apreciable en $H = H_{FOT} \simeq 45$ Oe. Sin embargo, este salto tiene una magnitud pequeña, comparable al ruido, y como mostraremos más adelante es habitual que sea indetectable aún cuando se sabe que está presente. Nótese que el salto tiene una magnitud $\Delta B_{FOT} \sim 0,2$ G mientras que la señal medida para B en esa región es $B = (B - H) + H \sim 40$ G, de manera que $\Delta B_{FOT}/B \sim 0,005$, es decir que en la transición de primer orden hay un salto porcentual en la señal medida de 0,5 %.

La figura 3.1(b) muestra la transmitividad AC, T' , en función de H de la misma muestra a $T = 75$ K luego de un proceso ZFC. En esta medición se observa que a campos bajos, en el estado sólido de la materia de vórtices, el apantallamiento del campo AC es máximo dando lugar a valores bajos de T' . A campos altos, el campo AC ya no está apantallado, lo que da lugar a una transmitividad igual a 1. En el paso entre el estado de apantallamiento máximo y el estado sin apantallamiento, aparece un pico *paramagnético*, llamado así por ser un pico y no una depresión en T' , lo que da lugar a una susceptibilidad $\chi' > 0$. Como mostraron Morozov y colaboradores en 1996

para muestras prístinas [19], este pico corresponde a la transición de primer orden de la materia de vórtices.

La figura 3.1 muestra que esta transición se puede detectar con una buena resolución mediante mediciones de T' , aún cuando el salto en B que se observa en mediciones DC es pequeño o incluso indetectable. Nótese que, en contraste con el cambio porcentual de la señal medida de 0,5 % que vimos en la transición de primer orden en mediciones DC, el pico en T' tiene una amplitud de $\sim 0,1$ sobre una señal de magnitud $\sim 1,0$. Es decir que en este caso, el cambio porcentual en la señal medida debido a la transición de primer orden es de un 10 %.

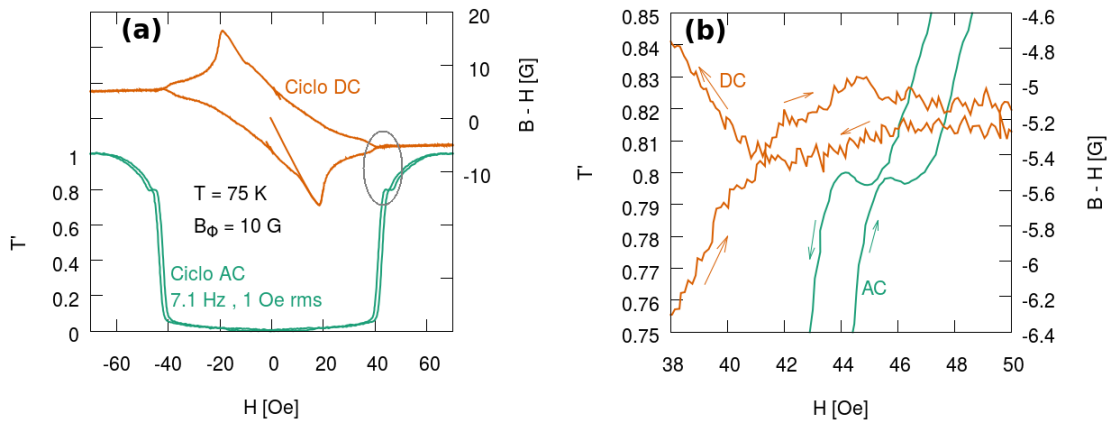


Figura 3.2: (a) Ciclos DC y AC a $T = 75$ K en una muestra con $B_{\Phi} = 10$ G (muestra B). (b) Región en la que se da la transición de primer orden, observable en el ciclo AC pero difícil de detectar en ciclos DC.

En la figura 3.2 mostramos un caso en el que la transición de primer orden resulta indetectable en una medición DC pero sí se observa en T' . Allí graficamos dos mediciones similares a las de la figura 3.1 a una misma temperatura ($T = 75$ K) en una muestra con dosis $B_{\Phi} = 10$ G. En la figura 3.2(a) mostramos dos ciclos completos, uno AC y uno DC. La región marcada, en donde ocurre la transición, está graficada con más detalle en la figura 3.2(b). En la medición DC de $B - H$ vs. H , no vemos ningún salto que sea distinguible del ruido. Sin embargo, en la medición AC de T' vemos un pico paramagnético que aparece a $H \simeq 45$ Oe.

En la figura 3.3 mostramos mediciones AC de T' en función de la temperatura T , hechas a varios campos aplicados constantes H_{dc} de entre 33 Oe y 83 Oe en una muestra con $B_{\Phi} = 10$ G. Estas mediciones son realizadas con campo aplicado y enfriando desde $T > T_c$, proceso conocido como *field cooling*.¹ Allí vemos que la posición del pico paramagnético se mueve a temperaturas más bajas al aumentar el campo, y que además su magnitud decrece. De hecho, el pico paramagnético deja de observarse para $H \gtrsim 60$ Oe. Estas mediciones son consistentes con un estudio preliminar realizado en la misma muestra a $H \leq 50$ Oe [48].

¹En condiciones de enfriamiento en presencia de campo aplicado, o *field cooling*, $B \simeq H$.

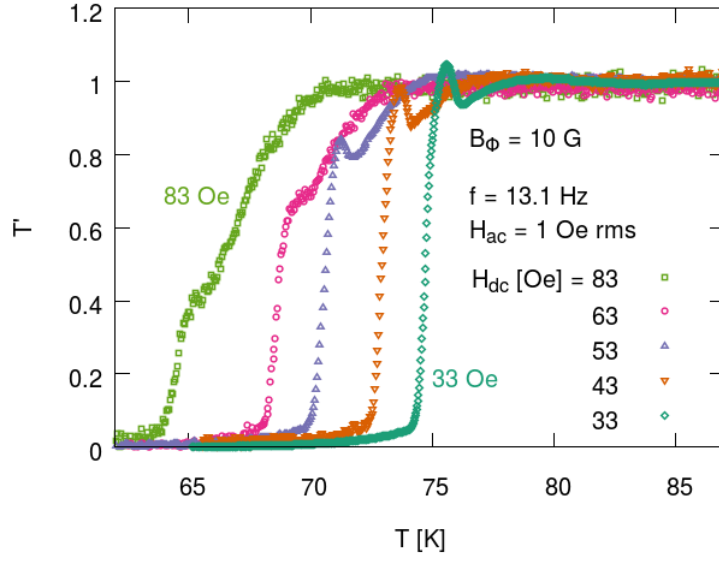


Figura 3.3: Mediciones AC de T' vs. T para distintos campos aplicados, en una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra A). Se observa cómo el pico paramagnético se corre hacia temperaturas menores al aumentar H , dejando de detectarse para $H \gtrsim 60$ Oe.

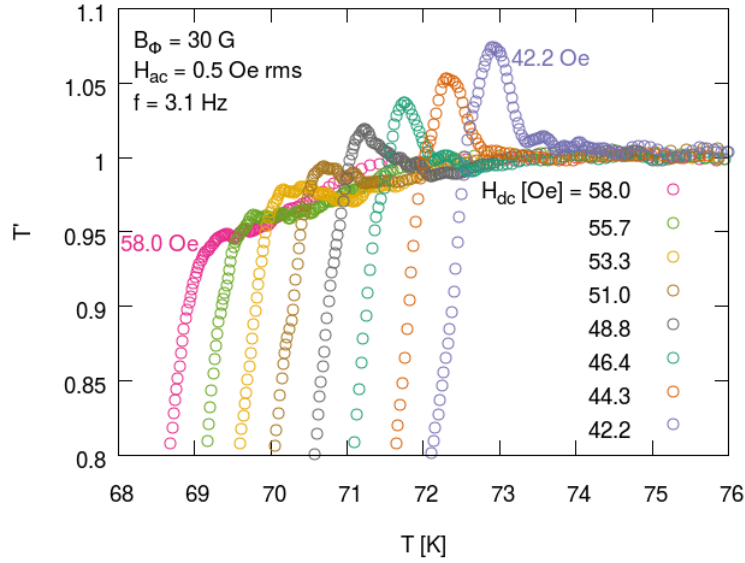


Figura 3.4: Mediciones AC de T' vs. T para distintos campos aplicados en la muestra con $B_\Phi = 30$ G, detallando la región de $H \sim 50$ Oe en la que la transición de primer orden deja de detectarse.

Este fenómeno es visible también en muestras irradiadas con dosis más altas: la figura 3.4 muestra mediciones de T' vs. T en una muestra con $B_\Phi = 30$ G. Allí se detalla cómo desaparece el pico paramagnético en la región de $H \sim 50$ Oe.

A partir de los datos medidos para las muestras con $B_\Phi = 10$ G y $B_\Phi = 30$ G, construimos el diagrama de fases que se muestra en la figura 3.5. Allí agregamos datos correspondientes a la muestra prístina (sin irradiar) de referencia. Como se mencionó en la sección 2.4, estas tres muestras formaban parte de una misma muestra que fue cortada en varios fragmentos para irradiar a cada uno con una dosis distinta y dejar

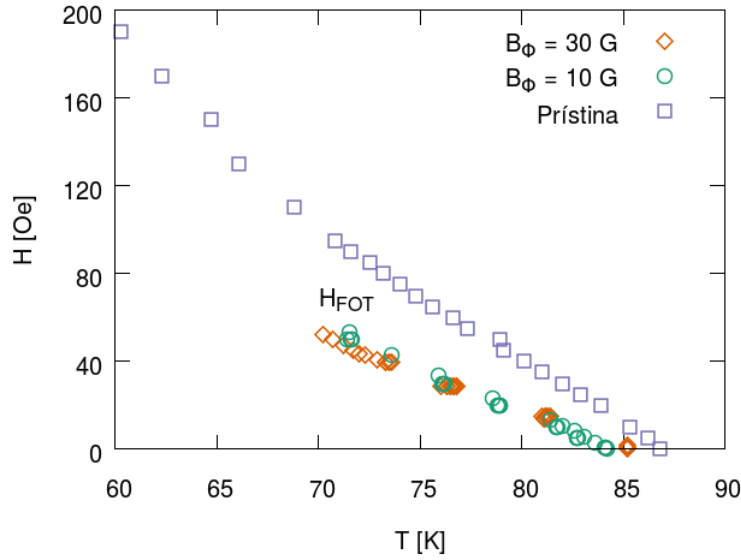


Figura 3.5: Diagrama de fases H - T donde mostramos los puntos correspondientes a $H_{FOT}(T)$ observado como un pico paramagnético en mediciones AC para la muestra prístina de referencia, la muestra con $B_\Phi = 30$ G y una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra A).

otro sin irradiar.

Los puntos que aparecen en el diagrama de la figura 3.5 corresponden a la posición observada del pico paramagnético en estas tres muestras, que es la “huella digital” de la transición de primer orden de la materia de vórtices. Allí vemos que las líneas de la transición para ambas muestras irradiadas están prácticamente solapadas, mientras que la correspondiente a la muestra prístina está desplazada hacia campos (y temperaturas) mayores. Además, la transición deja de observarse en las muestras irradiadas para un campo aplicado $H \gtrsim 60$ Oe, mientras que en la muestra prístina esto ocurre recién para $H \gtrsim 200$ Oe.

La temperatura crítica T_c de cada muestra corresponde a la temperatura de la transición de primer orden a campo cero, $T_{FOT}(H = 0)$. En la figura 3.5 se observa que la T_c de la muestra prístina es 2 K mayor que la T_c de las muestras irradiadas. Este no es el comportamiento esperado, ya que las tres muestras estudiadas formaban parte de una misma muestra originalmente. La diferencia en T_c puede deberse a inhomogeneidades en el dopaje de oxígeno, δ , de las muestras.

Los resultados que presentamos en la figura 3.5 contrastan con los de Banerjee y colaboradores [37] que mostramos en la figura 1.16. Dichos autores observaron que la línea $H_{FOT}(T)$ se encuentra a temperaturas y campos cada vez más altos a medida que se aumenta la dosis de irradiación. El hecho de que la muestra prístina en nuestro caso tenga una línea $H_{FOT}(T)$ que se ubica por encima en campo y temperatura de la correspondiente a las muestras irradiadas puede explicarse por la existencia de defectos y homogeneidades naturales en la muestra prístina que no están presentes en las muestras irradiadas.

3.2. Observación de la línea de irreversibilidad

En esta sección presentaremos mediciones que permiten estudiar el comportamiento irreversible de la materia de vórtices y la ubicación de la línea de irreversibilidad en el diagrama de fases. Por debajo de esta línea (en B o T), la corriente crítica J_c es mayor que cero, mientras que por encima $J_c = 0$. Según el modelo de Bean [32], entonces, la línea de irreversibilidad corresponde al punto en el que las ramas ascendente y descendente de ciclos de magnetización se solapan [21].

Por otro lado, como mencionamos en la sección 1.3.2, la irreversibilidad se manifiesta o es efectiva cuando existe una respuesta no lineal que puede detectarse a partir de mediciones de $|T_{h3}|$. En este tipo de mediciones, se identifica a la línea de irreversibilidad como el *onset* de $|T_{h3}|$, definido como el punto en el que la señal en el tercer armónico se hace distinta del ruido de base al reducir T o H [24].

Otro criterio que ha sido utilizado como una forma de observar una respuesta magnética irreversible es el de la detección de comportamientos disipativos de la materia de vórtices, que puede realizarse a partir de mediciones de B''_{ac} . En estas mediciones, se ha identificado a la línea de irreversibilidad como el pico de B''_{ac} [16, 24].

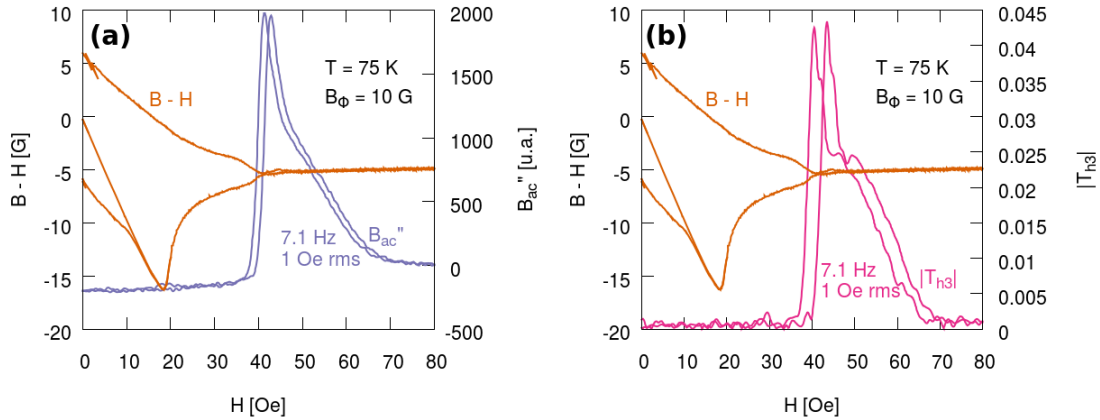


Figura 3.6: Medición DC de $B-H$ y mediciones AC de B''_{ac} (a) y $|T_{h3}|$ (b) para una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra B). Se observan los campos H_{IL} correspondientes a tres criterios distintos: la unión de las ramas ascendente y descendente en el ciclo DC, el pico de disipación o B''_{ac} , y el onset de $|T_{h3}|$.

En la figura 3.6 mostramos mediciones DC de $B-H$ junto con mediciones AC de B''_{ac} y de $|T_{h3}|$, todas en función de H y a una misma temperatura $T = 75$ K en una muestra con $B_\Phi = 10$ G. Vemos en la figura que cada uno de los tres criterios no necesariamente da la misma ubicación para la línea $H_{IL}(T)$. En particular, el *onset* del tercer armónico aparece en $H \simeq 65$ Oe, mientras que el pico en B''_{ac} y la unión de las ramas ascendente y descendente de $B-H$ se dan en $H \sim 40$ Oe.

Los distintos criterios para determinar la ubicación de $H_{IL}(T)$ son complementarios pues, como vimos, no dan estrictamente la misma información. Sin embargo, la observación de B''_{ac} o $|T_{h3}|$ tiene ventajas respecto de la observación de $B-H$ para la

determinación de H_{IL} . Esto es así pues el ruido experimental que existe tanto en la rama ascendente como en la rama descendente dificulta la determinación del punto en el que ambas ramas se solapan, tendiendo a una determinación de H_{IL} que está por debajo del valor real. Nosotros nos centraremos en la detección del *onset* de $|T_{h3}|$. Realizamos esta elección fundamentalmente porque $|T_{h3}|$ es muy sensible a respuestas magnéticas irreversibles debido al anclaje de los vórtices y a efectos de barreras de superficie, y porque la aparición de señales en el tercer armónico muy difícilmente puede ser producto del sistema de medición sino que podemos asegurar que es intrínseca de la muestra estudiada. Esto contrasta con la aparición de señales disipativas, que pueden aparecer con relativa facilidad debido a particularidades del sistema de detección.

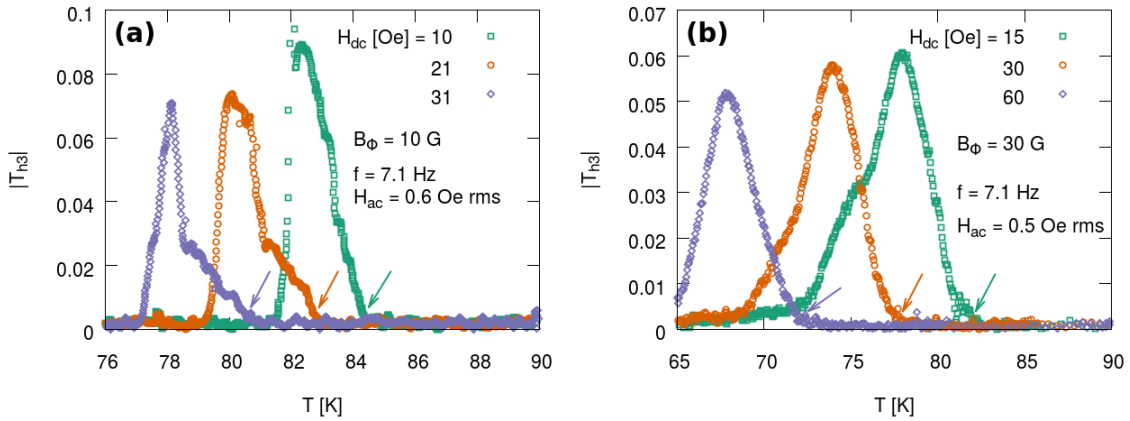


Figura 3.7: Mediciones de $|T_{h3}|$ vs. T para distintos campos aplicados, en una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra B) (a) y una con $B_\Phi = 30$ G (b). Señalamos las posiciones del *onset* del tercer armónico que identificamos con $T_{IL}(H)$.

En la figura 3.7 mostramos mediciones de $|T_{h3}|$ en función de T para distintos campos aplicados en una muestra con $B_\Phi = 10$ G (figura 3.7(a)) y en una con $B_\Phi = 30$ G (figura 3.7(b)). Allí señalamos el *onset* del tercer armónico que identificamos con $T_{IL}(H)$ para cada caso, pues es la temperatura a la que las irreversibilidades se hacen manifestas.

La posición de la línea de irreversibilidad depende de la frecuencia de la excitación AC, y esta dependencia se hace más notable al aumentar el campo aplicado. Como se observa en la figura 3.8, esto es lo que observamos para la T_{IL} obtenida a partir del *onset* del tercer armónico, que es consistente con observaciones previas realizadas a partir de mediciones de B''_{ac} [16]. En la figura 3.8(b) vemos que, para una muestra con $B_\Phi = 30$ G, si $H = 60$ Oe el *onset* de $|T_{h3}|$ se mueve hacia temperaturas ligeramente mayores al aumentar f . Este efecto es menos notable para valores menores del campo aplicado H , como se ve en la figura 3.8(a).

Nótese que en la figura 3.8(a), $H/B_\Phi = 0,5$, mientras que en la figura 3.8(b) $H/B_\Phi = 2$. Esto indica que, en el primer caso, hay menos vórtices que defectos columnares y podemos suponer que por debajo de T_{IL} todos los vórtices encuentran un centro de

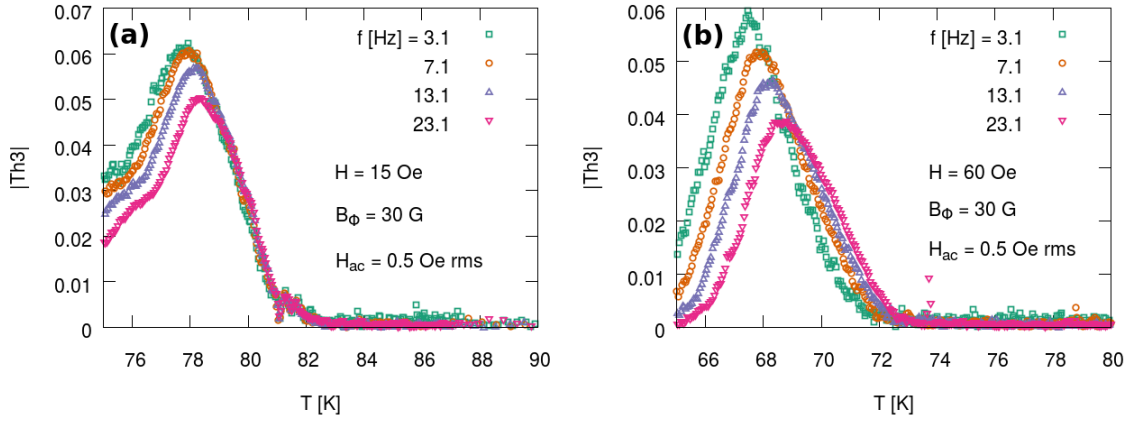


Figura 3.8: $|T_{h3}|$ vs. T a distintas frecuencias de la excitación AC para una muestra con $B_\Phi = 30$ G. (a) Si $H = 15$ Oe, prácticamente no hay dependencia en frecuencia de la posición de T_{IL} . (b) Si $H = 60$ Oe, la posición de T_{IL} depende de la frecuencia.

anclaje donde ubicarse, mientras que en el segundo caso hay más vórtices que centros de anclaje y existirán vórtices que no están anclados en defectos columnares. El hecho de que en el primer caso T_{IL} no dependa de f y en el segundo sí puede estar relacionado con dicha observación. En la sección 3.5.2 y en el capítulo 4 profundizaremos en este aspecto.

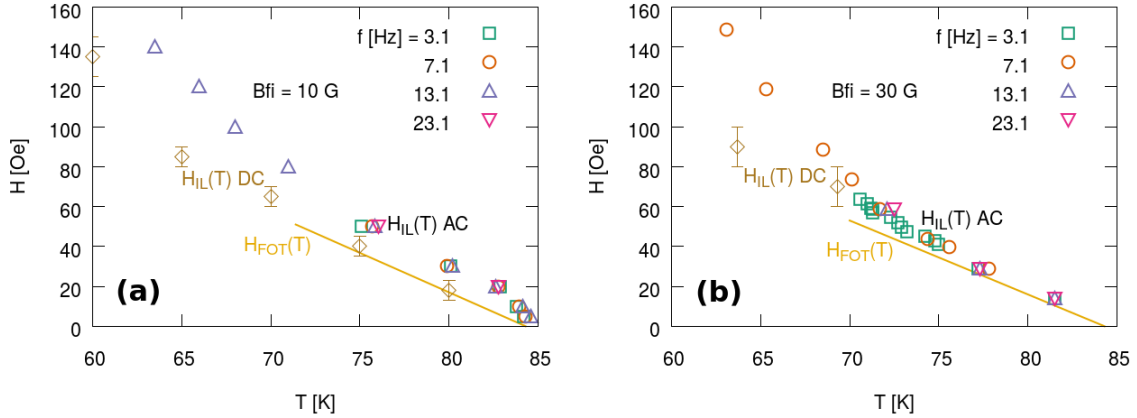


Figura 3.9: Diagramas de fase H - T que muestran las líneas $H_{FOT}(T)$ y $H_{IL}(T)$, esta última con su dependencia en frecuencia que se incrementa al crecer H . (a) $B_\Phi = 10$ G (muestra A), (b) $B_\Phi = 30$ G.

A partir de mediciones de $|T_{h3}|$, construimos los diagramas de fases para muestras con $B_\Phi = 10$ G y $B_\Phi = 30$ G que se muestran en la figura 3.9. Allí graficamos esquemáticamente la línea $H_{FOT}(T)$, que es una recta para ambas muestras dentro de la incerteza experimental (ver figura 3.5). Además, agregamos algunos puntos para la línea de irreversibilidad observada en mediciones DC de $B-H$ vs. H . Vemos que, como en la figura 3.6(b), $H_{IL,DC}(T) < H_{IL,h3}(T)$. Es decir que existe una región en la que las ramas ascendente y descendente están solapadas pero la materia de vórtices sigue respondiendo de manera no lineal e irreversible ante el campo AC aplicado.

Una observación a destacar de la figura 3.9 es que para ambas dosis de irradiación, $H_{IL}(T) > H_{FOT}(T)$ para todo el rango de temperaturas estudiado. Es decir que la línea de irreversibilidad se ubica en la fase líquida de la materia de vórtices. Por lo tanto, existe una región del diagrama de fases ($H_{FOT}(T) < H < H_{IL}(T)$) tal que la materia de vórtices está en una fase líquida en la que, no obstante, el anclaje de los vórtices se manifiesta al existir una respuesta no lineal e irreversible. En otras palabras, en esta región el anclaje es efectivo aún cuando la materia de vórtices se encuentra en la fase líquida.

Este resultado es consistente con resultados previos en los que se estudió la línea de irreversibilidad y de la transición de primer orden en muestras prístinas y también se observó que $H_{IL}(T) > H_{FOT}(T)$ [25]. Sin embargo, en dicha investigación se vio que la separación entre $H_{IL}(T)$ y $H_{FOT}(T)$ es considerablemente menor a campos bajos ($H \lesssim 100$ Oe) que la que se observa en la figura 3.9. Para los valores de H en los que observamos la transición de primer orden en muestras irradiadas ($H \lesssim 50$ Oe), la diferencia $T_{IL} - T_{FOT}$ es del orden de 1 K en muestras prístinas. En muestras irradiadas, vemos que esta diferencia llega a ser de unos 5 K para la muestra con $B_\Phi = 10$ G, y de unos 3 K para la muestra con $B_\Phi = 30$ G. Estas diferencias se explican por el hecho de que las muestras irradiadas poseen defectos columnares que hacen que el anclaje se haga efectivo a temperaturas mayores respecto de T_{FOT} .

En la muestra con $B_\Phi = 10$ G, observamos una extensión del líquido irreversible mayor que en la muestra con $B_\Phi = 30$ G. Este comportamiento no es el esperado, ya que si la extensión de dicho líquido resulta de la presencia de defectos columnares sería esperable obtener un mayor valor de $T_{IL} - T_{FOT}$ al aumentar B_Φ . La discrepancia observada podría deberse a inhomogeneidades de las muestras.

3.3. Observación del efecto “segundo pico” en muestras irradiadas

Como comentamos en la sección 1.4.1, una pregunta aún abierta sobre el diagrama de fases de la materia de vórtices en muestras irradiadas es qué pasa con la transición de primer orden a campos altos o temperaturas bajas, condiciones en las que no se detecta el pico paramagnético asociado. En esta sección mostramos que en las muestras irradiadas estudiadas, somos capaces de detectar una anomalía de características muy similares a la que corresponde a la línea de la transición orden-desorden o transición de “segundo pico” en muestras prístinas, discutida en la sección 1.3.3.

La figura 3.10(a) muestra una medición de $B - H$ vs. H para una muestra prístina a $T \sim 30$ K, y la figura 3.10(b) la misma medición graficada en función de B . Allí se observa el efecto “segundo pico” que corresponde a la transición orden-desorden de

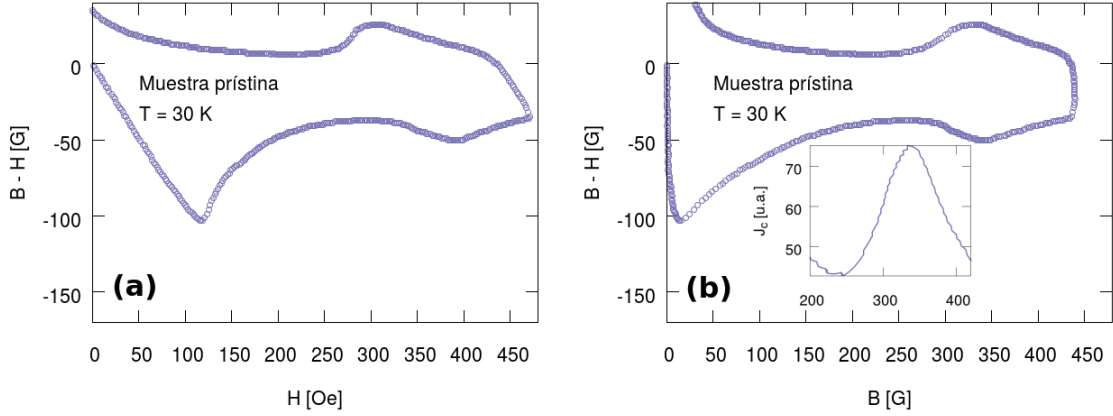


Figura 3.10: Mediciones DC de $B-H$ en función de H (a) y de B (b). Ambas mediciones se realizaron a $T \sim 30$ K y en una muestra prístina. En el detalle de la figura (b) graficamos la diferencia entre las ramas descendente y ascendente en función de B , que según el modelo de Bean es proporcional a J_c .

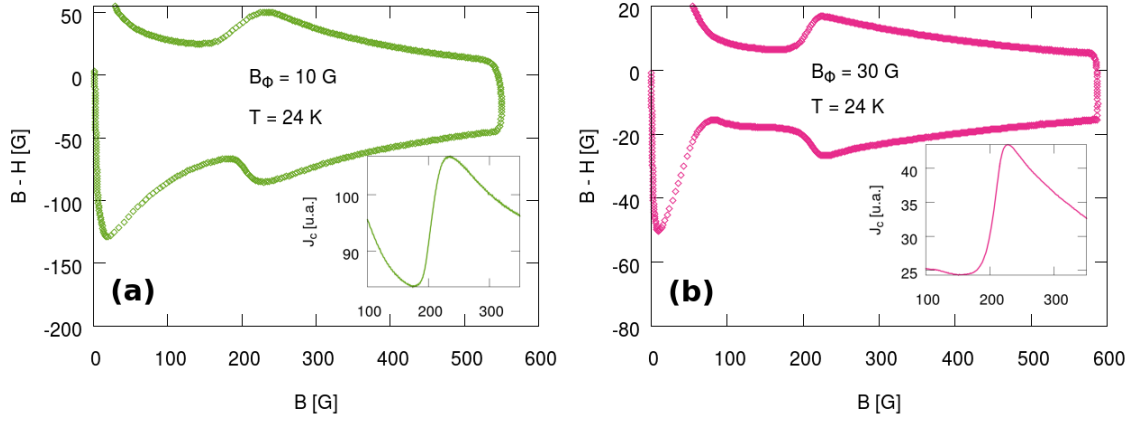


Figura 3.11: Mediciones DC de $B-H$ en función de B a $T \sim 24$ K para (a) una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra A) y (b) para la muestra con $B_\Phi = 30$ G. Graficamos también J_c según el modelo de Bean, y observamos un pico de características muy similares al que se detecta en muestras prístinas y que corresponde a H_{SP} .

primer orden de la materia de vórtices, tal como discutimos en la sección 1.3.3. Nótese que al graficar en función de B (figura 3.10(b)) se puede observar que la posición de la anomalía ocurre aproximadamente en el mismo valor termodinámico de la inducción magnética en ambas ramas, ascendente y descendente. En el detalle de la figura 3.10(b) graficamos J_c según el modelo de Bean [32], es decir como la diferencia entre las ramas descendente y ascendente. Allí podemos observar que el efecto “segundo pico” corresponde a un pico en J_c .

En la figura 3.11 presentamos mediciones de $B-H$ vs. B a $T = 24$ K para muestras irradiadas. Allí vemos que, tanto para $B_\Phi = 10$ G como para $B_\Phi = 30$ G, se observa un efecto muy similar al “segundo pico” que aparece en muestras prístinas, también con el pico en J_c correspondiente. Por este motivo, identificaremos a la nueva anomalía en el diagrama de fases $H-T$ con el nombre que se le da en muestras prístinas, $H_{SP}(T)$. Sin

embargo, nuestros resultados no nos permiten determinar si el efecto “segundo pico” en muestras irradiadas está asociado o no a una transición de fase de primer orden.

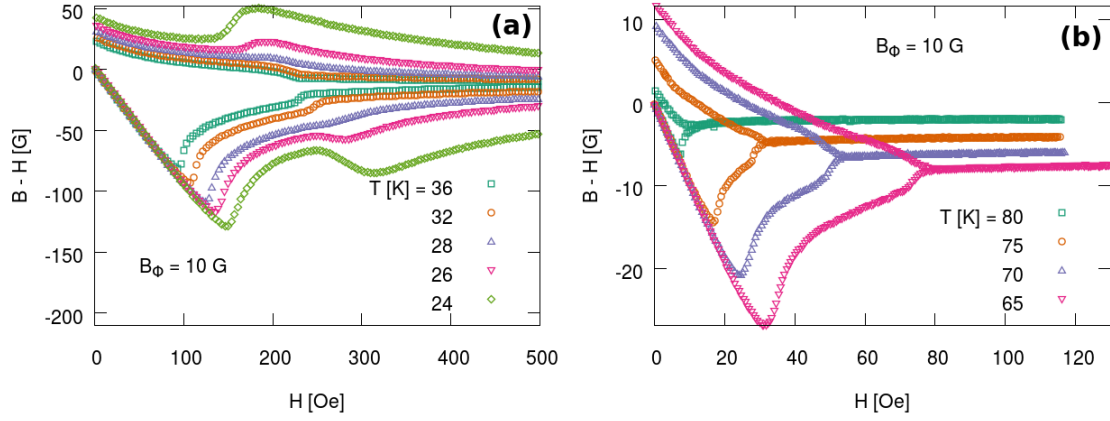


Figura 3.12: Mediciones de $B - H$ vs. H en una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra A) para (a) $T \leq 36$ K y (b) $T \geq 65$ K.

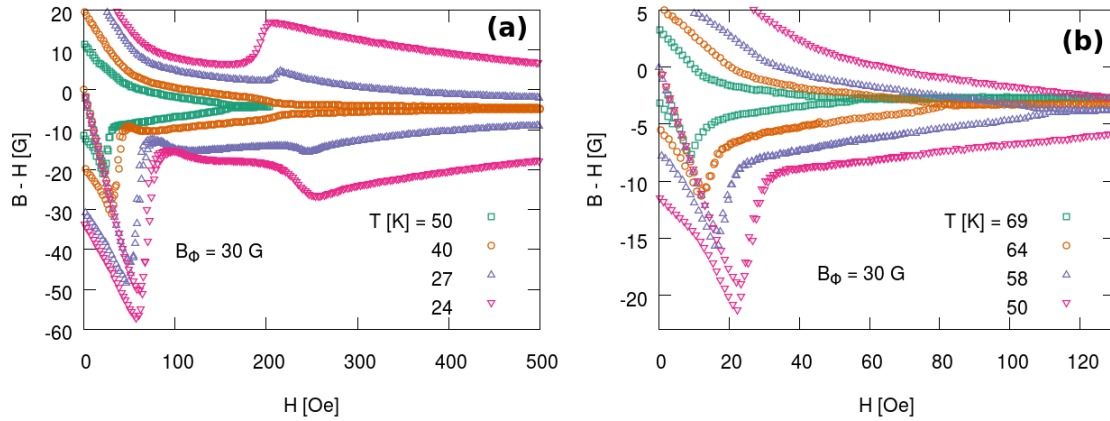


Figura 3.13: Mediciones de $B - H$ vs. H en una muestra con $B_\Phi = 30$ G a temperaturas (a) $T \leq 50$ K y (b) $T \geq 50$ K.

La figura 3.12 muestra mediciones de $B - H$ vs. H a varias temperaturas para la muestra irradiada con $B_\Phi = 10$ G. Se ve que H_{SP} persiste a temperaturas intermedias, pasando de ser un pico ancho a ser un escalón que se observa incluso a temperaturas altas, hasta $T = 75$ K. Nótese que este escalón tiene una magnitud relativa a la señal total de un 5 % aproximadamente, un orden de magnitud mayor que la del salto correspondiente a la transición de primer orden que mostramos en la figura 3.1(a). Como mostramos en la figura 3.13, en la muestra irradiada con $B_\Phi = 30$ G se observa una fenomenología similar. Las condiciones de campo aplicado y temperatura en los que se observa la anomalía correspondiente a $H_{SP}(T)$ es muy similar en ambas muestras.

Sin embargo, puede observarse que el campo de penetración H_p en el que los vórtices penetran en la muestra abruptamente es mayor en la muestra con $B_\Phi = 10$ G, y que en esta muestra la señal es en promedio de mayor magnitud. Estas diferencias se deben

fundamentalmente a la geometría de las muestras y no al valor de B_Φ . La muestra con $B_\Phi = 10$ G posee un espesor más grande que la muestra con $B_\Phi = 30$ G, lo que produce un mayor campo de penetración y también una diferencia $B - H$ mayor. La relación entre el campo de penetración y las dimensiones de la muestra pueden escribirse como $H_p \sim \sqrt{t/(A)^{1/2}}$, donde t es el espesor en la dirección del eje c y A el área de la superficie paralela al plano ab [49].

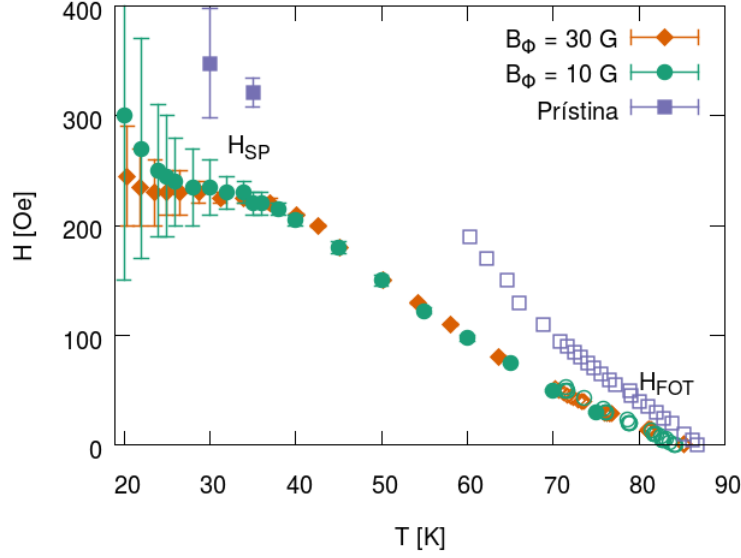


Figura 3.14: Diagrama de fases H - T que muestra las líneas $H_{SP}(T)$ y $H_{FOT}(T)$ para muestras con $B_\Phi = 30$ G, $B_\Phi = 10$ G (muestra A) y prístina.

La figura 3.14 muestra el diagrama de fases H - T construido con las posiciones observadas de la línea de la transición de primer orden, $H_{FOT}(T)$, que ya presentamos en la figura 3.5, y de la línea de “segundo pico” $H_{SP}(T)$ para las mismas tres muestras. Los puntos correspondientes a H_{SP} para las dos muestras irradiadas a temperaturas intermedias ($40 \text{ K} \lesssim T \lesssim 75 \text{ K}$) corresponden a saltos observados en $B - H$ como los que se muestran en la figura 3.12(b).

Una característica a destacar de estos resultados es que la línea H_{SP} continúa en las dos muestras irradiadas hasta temperaturas relativamente altas ($T \sim 70 \text{ K}$) en las que también se detecta la transición de primer orden mediante mediciones AC. Esto es particularmente notable para la muestra con $B_\Phi = 10$ G, que muestra un claro salto en $B - H$ vs. H hasta $T = 75 \text{ K}$, temperatura a la que también se puede detectar el pico paramagnético en mediciones AC. Esto abre el interrogante sobre si H_{SP} y H_{FOT} corresponden a una misma transición en estas condiciones, y si H_{SP} es o no la continuación de H_{FOT} a bajas temperaturas. Como vimos en la sección 1.3.3, esto es así para muestras prístinas. Sin embargo, la pregunta permanece abierta para el caso de muestras con defectos columnares.

A continuación trataremos de responder parcialmente esta pregunta mediante la observación detallada de qué pasa en la región de $T \sim 75 \text{ K}$ con las líneas H_{SP} y

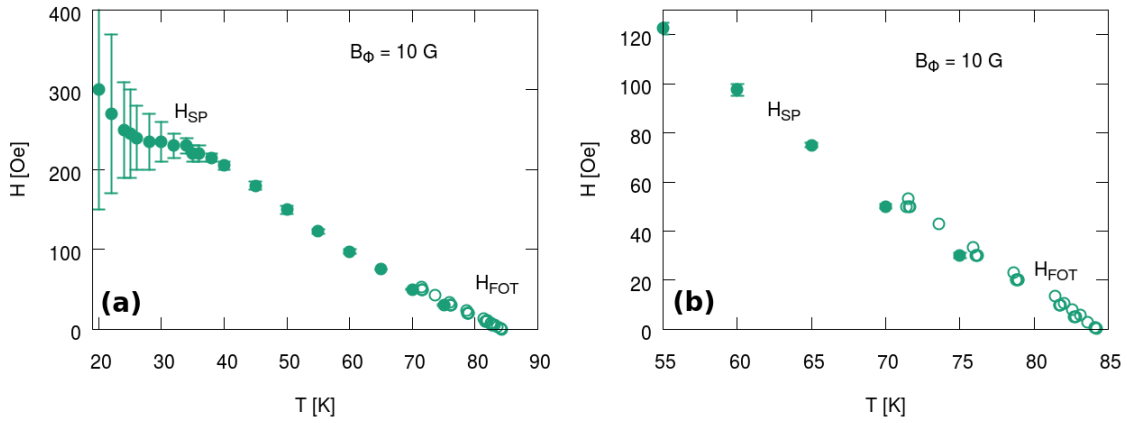


Figura 3.15: (a) Diagrama H - T de las líneas $H_{SP}(T)$ y $H_{FOT}(T)$ para una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra A). (b) Detalle de la zona en la que ambas líneas son detectables. Las mediciones que corresponden a los puntos que incluimos en estos diagramas fueron realizadas por separado (no son simultáneas).

H_{FOT} para muestras con $B_\Phi = 10$ G. En la figura 3.15(a) mostramos sólo los puntos correspondientes a la muestra A de $B_\Phi = 10$ G, y en la figura 3.15(b) detallamos lo que ocurre en la zona de interés. Allí se ve que si bien ambas líneas se observan cercanas, hay un corrimiento sistemático más grande que el error con el que determinamos las posiciones de las líneas (en la figura 3.15 los errores en la determinación de las líneas H_{SP} y H_{FOT} son del orden del tamaño de los puntos). Un parámetro relevante al comparar mediciones realizadas con los métodos DC y AC es la amplitud H_{ac} de la excitación alterna en mediciones AC, pues en ese caso la incerteza en la determinación de H es del orden de H_{ac} . Dicha amplitud, para los puntos de $H_{FOT}(T)$ que presentamos en el diagrama de la figura 3.15, va entre 0,25 Oe rms y 1 Oe rms, de manera que $H_{ac} < H_{FOT} - H_{SP}$ y no debería ser el motivo por el que ambas líneas se observan separadas.

Sin embargo, durante este trabajo buscamos realizar mediciones que permitan determinar con mayor claridad si las líneas H_{SP} y H_{FOT} se solapan o no. El método AC/DC que describimos en la sección 2.2.4 fue implementado con el objetivo de determinar, a $T \sim 75$ K, si el pico paramagnético y la anomalía que asociamos a H_{SP} se ven simultáneamente. En la figura 3.16 mostramos un ciclo DC y un ciclo AC medidos simultáneamente a $T = 75$ K. Esta medición fue realizada en condiciones muy similares a las que mostramos en la figura 3.2, pero las de dicha figura no son simultáneas. Sin embargo, puede apreciarse un mayor ruido en la medición simultánea que en las no simultáneas, tanto en el ciclo DC como en el AC. En el primero, el ruido se debe al cambio en las condiciones de medición que describimos en la sección 2.2.4. En el ciclo AC, el mayor ruido se debe a que la amplitud del campo AC aplicado es 4 veces menor.

En la figura 3.17 mostramos un detalle de las mediciones de las figuras 3.2 y 3.16 en el intervalo de H en el que se encuentran H_{SP} y H_{FOT} . Allí vemos que ambas

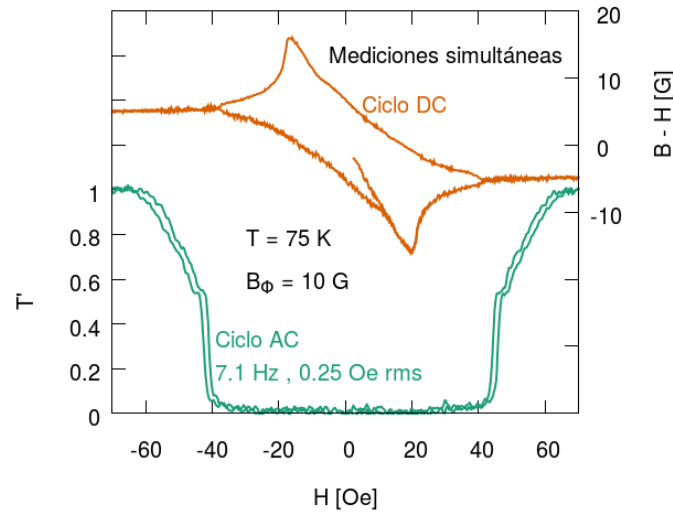


Figura 3.16: Mediciones simultáneas de $B - H$ y T' en función de H para una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra B).

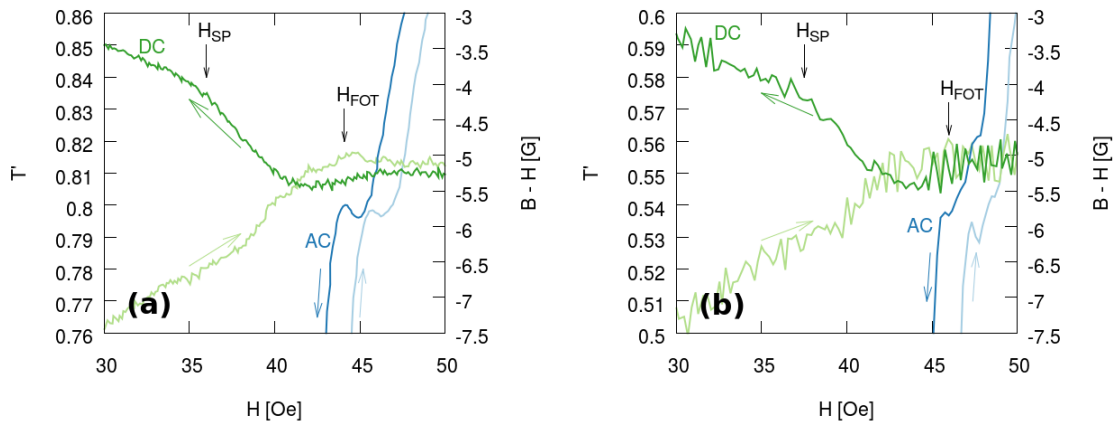


Figura 3.17: Detalles de ciclos DC y AC a $T = 75$ K para una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra B) en la región en la que se observan H_{SP} y H_{FOT} . (a) Mediciones no simultáneas; (b) mediciones simultáneas.

mediciones dan posiciones muy similares para el pico paramagnético y para la anomalía que asociamos a H_{SP} , es decir que el cambio en el método de medición no afecta en este caso la fenomenología observada. Además, vemos que las posiciones de H_{SP} y H_{FOT} están distanciadas en ~ 5 Oe, una separación considerable bien distinguible de nuestro error experimental y 5 veces más grande que el valor más grande de H_{ac} aplicado. No tenemos interpretación hasta el momento de lo que implica este resultado.

Este tipo de mediciones, si bien dan una imagen más clara sobre las preguntas planteadas, deberían ser mejoradas para lograr observaciones más concluyentes. Si bien observamos que el pico paramagnético en mediciones AC no coincide con la anomalía que asociamos a H_{SP} en ciclos DC, la dificultad de detectar la transición de primer orden en mediciones DC no permitió que exploráramos la posibilidad de observar ambas líneas en una misma medición DC. Un desafío experimental para futuras investigacio-

nes podría ser mejorar la técnica simultánea para obtener mediciones con una mejor relación señal-ruido en estas condiciones.

3.4. Observación de una anomalía de origen desconocido en ciclos DC

Hasta aquí, los resultados que hemos presentado para muestras irradiadas con $B_\Phi = 10$ G y $B_\Phi = 30$ G muestran, en líneas generales, una fenomenología muy similar. Sin embargo, en mediciones DC en la muestra con $B_\Phi = 30$ G observamos una anomalía en un valor de H que llamaremos H_0 y que es tal que $H_p(T) < H_0(T) < H_{SP}(T)$.

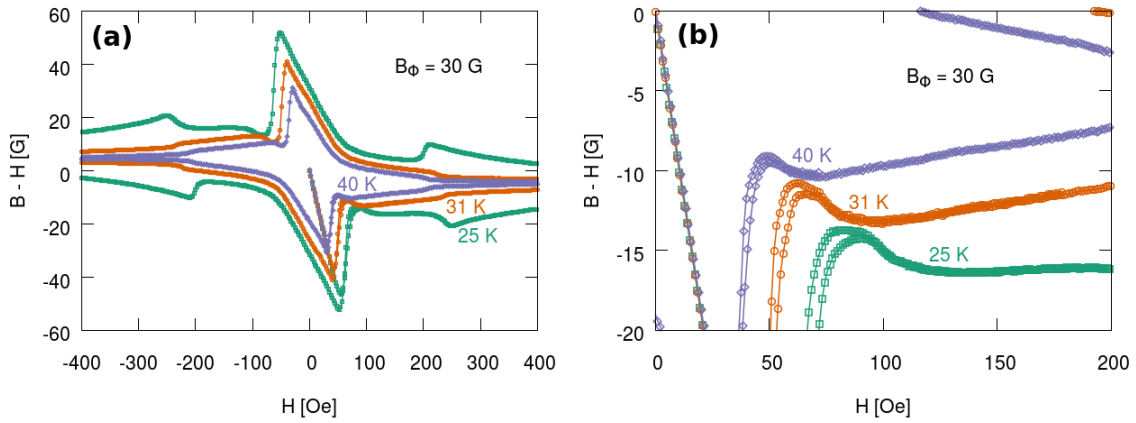


Figura 3.18: Mediciones DC para la muestra con $B_\Phi = 30$ G a distintas temperaturas de entre 25 K y 40 K. (a) Ciclos completos, (b) detalle de la región en la que se ve la anomalía que llamamos H_0 .

La figura 3.18 muestra mediciones de $B-H$ vs. H para una muestra con $B_\Phi = 30$ G a tres temperaturas de entre 25 K y 40 K. Se puede ver que entre $H_p(T)$ y $H_{SP}(T)$, a un campo que varía entre ~ 60 Oe para $T = 40$ K y ~ 110 Oe para $T = 25$ K, existe una anomalía que según el modelo de Bean [32] resultaría en un máximo en la corriente crítica al igual que el efecto “segundo pico” en H_{SP} . Esta es la línea que llamamos $H_0(T)$ y que graficamos en el diagrama de fases de la figura 3.19 junto a las líneas H_{SP} y H_{FOT} . Nótese que esta línea tiende a valores $H_0(T) \sim 50$ Oe para $T \gtrsim 40$ K. Resulta llamativo el hecho de que estos valores de H_0 son similares a los valores de H_{FOT} en los que la transición de primer orden se deja de observar. Esta observación sugiere que $H_0(T)$ podría ser una transición de fase o cambio de régimen no observado previamente, y que la transición de primer orden podría cambiar de naturaleza en $H \sim 50$ Oe. Intentar responder esta pregunta podría ser un objetivo de futuras investigaciones.

La figura 3.20 muestra mediciones DC a una misma temperatura ($T = 25$ K) para la muestra con $B_\Phi = 30$ G y para dos muestras con $B_\Phi = 10$ G, la A y la C, que

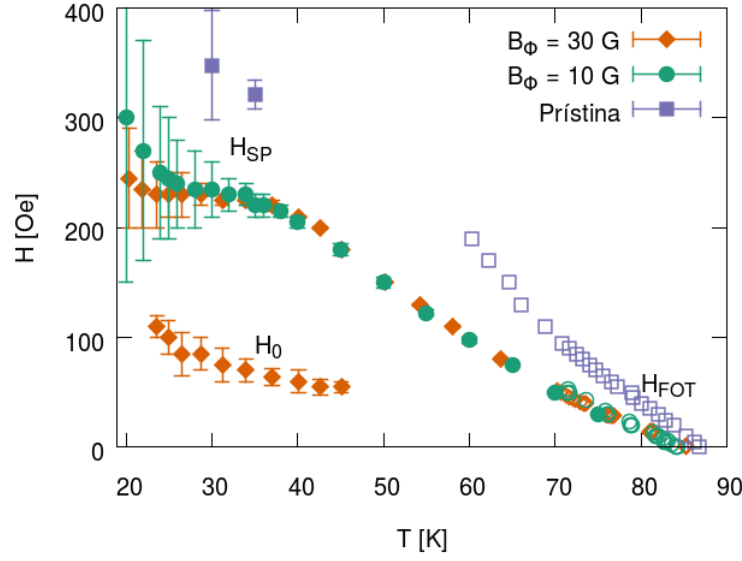


Figura 3.19: Diagrama de fases H - T que muestra las líneas $H_{SP}(T)$ y $H_{FOT}(T)$ para muestras con $B_\Phi = 30$ G, $B_\Phi = 10$ G (muestra A) y prístina. Agregamos la línea $H_0(T)$ que observamos en la muestra con $B_\Phi = 30$ G.

tienen distintos espesores. Como se ve en la figura 3.20(a), el campo de penetración correspondiente a la muestra A con $B_\Phi = 10$ G es ligeramente mayor al campo H_0 en el que aparece la anomalía desconocida para la muestra con $B_\Phi = 30$ G. Esto sugeriría la posibilidad de que la nueva anomalía exista en la muestra con $B_\Phi = 10$ G pero que esté apantallada por el hecho de que $H_P > H_0$.

Como discutimos en la sección 3.3, el campo de penetración de una muestra depende en gran medida de su geometría. Es en general tal que $H_P > H_{c1}$, pero su valor disminuye considerablemente si el espesor de la muestra en la dirección del campo aplicado se reduce. Por este motivo, como describimos en la sección 2.8, fragmentamos la muestra A en tres pedazos que llamamos B, C y D.

Una vez que tuvimos a la muestra C, de un espesor tres veces menor, realizamos mediciones similares a las de la figura 3.20(a) con la nueva muestra. En la figura 3.20(b) mostramos resultados para la muestra C junto con los de la muestra con $B_\Phi = 30$ G. Allí se ve que el campo de penetración disminuyó a menos de la mitad del de la muestra A y es muy parecido al de la irradiada con $B_\Phi = 30$ G. Sin embargo, en la muestra con $B_\Phi = 10$ G sigue sin aparecer ninguna anomalía que podamos asociar a H_0 .

Si la aparición de esta anomalía en la muestra con $B_\Phi = 30$ G corresponde a una modificación del diagrama de fases respecto del de muestras prístinas, puede ocurrir que en el caso de $B_\Phi = 10$ G el diagrama de fases no se modifique porque el efecto del potencial de anclaje no es suficientemente fuerte, y que esa sea la razón por la que la anomalía no se observa. Queda abierta para futuras investigaciones la posibilidad de estudiar en otras muestras la existencia de una anomalía similar a la que observamos durante este trabajo en la muestra con $B_\Phi = 30$ G, y queda abierta también la pregunta

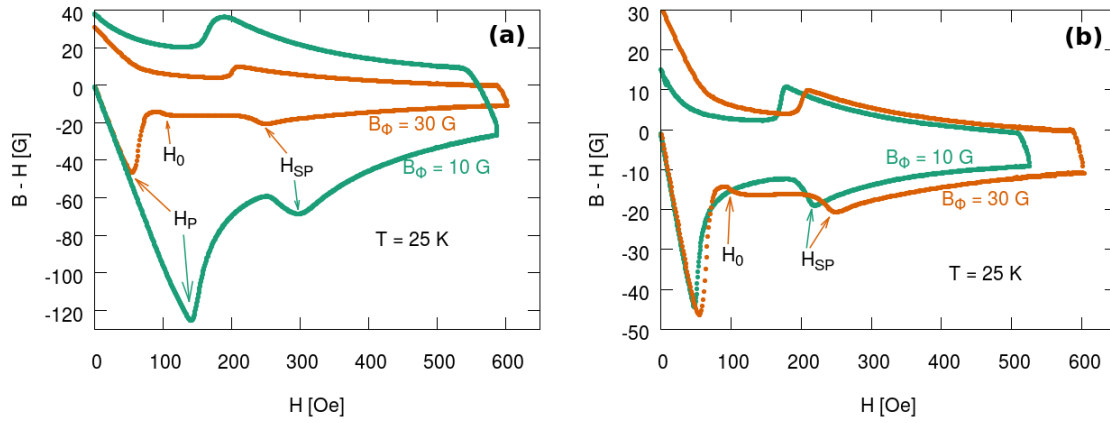


Figura 3.20: Mediciones DC a $T = 25$ K para muestras con $B_\Phi = 30$ G y $B_\Phi = 10$ G. En ambos casos vemos la anomalía en H_{SP} , pero la que aparece en H_0 sólo se ve para la muestra con $B_\Phi = 30$ G. En (a) la muestra con $B_\Phi = 10$ G es la muestra A, que tiene un campo de penetración alto, mientras que en (b) es la muestra C, que tiene un campo de penetración similar al de la muestra con $B_\Phi = 30$ G.

sobre si dicha anomalía corresponde a algún tipo de transición o cambio de régimen que modificaría la imagen que se tiene sobre el diagrama de fases de la materia de vórtices en estas muestras.

3.5. Dependencia de T' con H_{ac} y f en las cercanías de T_{FOT}

La forma en la que observamos la transición de primer orden mediante el método AC está determinada por la amplitud H_{ac} y la frecuencia f del campo alterno $\delta H(t) = H_{ac} \sin(2\pi ft)$. Si bien la posición de la línea $H_{FOT}(T)$ en el diagrama de fases no varía por corresponder a una transición de fase genuina, la señal en T' se puede modificar considerablemente en las cercanías de la transición. En esta sección presentaremos algunas observaciones que surgen de hacer cambios en H_{ac} o f y describiremos nuestra interpretación de los resultados.

3.5.1. Efecto de cambios en la amplitud de la excitación AC

Como contamos en la sección 1.3.1, el pico paramagnético aparece debido a que en la transición de primer orden existe un salto discontinuo en B . La forma en la que se observa este pico depende de la magnitud del salto en B y de la amplitud del campo alterno aplicado, H_{ac} . En la sección 2.2.4 vimos que la señal medida δV_H es proporcional a $B'_{ac} = (\partial B / \partial H) H_{ac}$ en el límite de H_{ac} suficientemente pequeño. Entonces, idealmente es esperable que B'_{ac} / H_{ac} sea infinito en la transición, en la que el salto discontinuo en B implica $\partial B / \partial H \rightarrow \infty$.

Como en general $\partial B/\partial H$ no es constante y en las condiciones del experimento H_{ac} es finito, la medición de B'_{ac} da $B'_{ac}(T, H_{dc}) = (\delta B(T, H_{dc})/\delta H)H_{ac}$, donde δB es el cambio en B producido por un cambio en H $\delta H \simeq H_{ac}$. La transmitividad AC, T' , es una normalización de B'_{ac} , de manera que estará directamente relacionada con el cociente $B'_{ac}/H_{ac} = \delta B/\delta H$. Entonces, en primera instancia es esperable que la magnitud del pico paramagnético en la transición de primer orden aumente al disminuir la amplitud H_{ac} . Sin embargo, existirá un límite a partir del cual el campo H_{ac} no será suficientemente grande para producir un δB detectable.

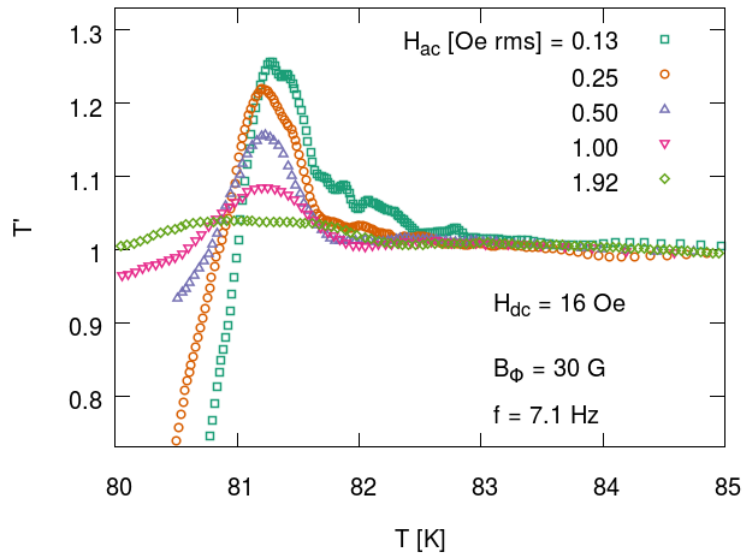


Figura 3.21: Mediciones de T' en función de T en la muestra con $B_\Phi = 30$ G para distintos valores de H_{ac} y un $H = H_{dc} = 16$ Oe. A menores amplitudes de la perturbación AC, la magnitud del pico paramagnético en T' se incrementa.

En la figura 3.21 presentamos mediciones de T' vs. T para la muestra con $B_\Phi = 30$ G a un campo aplicado $H_{dc} = 16$ Oe. Allí mostramos mediciones a una misma frecuencia del campo alterno y con distintas amplitudes H_{ac} de entre 0,13 Oe rms y 1,92 Oe rms. Vemos que el comportamiento es el esperado según la descripción que realizamos arriba: a menores amplitudes de H_{ac} , la magnitud del pico paramagnético vista en $T' \sim B'_{ac}/H_{ac} \sim \delta B/\delta H$ se incrementa.

Al aumentar el campo aplicado H_{dc} , vemos que este comportamiento cambia. La figura 3.22 muestra mediciones similares a la que mostramos en la figura 3.21, pero con campos aplicados de 30 Oe y 41 Oe. Allí vemos que la amplitud H_{ac} que maximiza la magnitud del pico paramagnético deja de ser la menor, sino que existe una amplitud óptima $H_{ac} > 0,13$ Oe rms que cumple dicha condición. La amplitud óptima crece al aumentar H_{dc} , indicando que la magnitud del salto en B , ΔB_{FOT} , que corresponde a la transición de primer orden disminuye haciendo que al aplicar amplitudes del campo AC relativamente bajas la detección se vuelva menos eficiente.

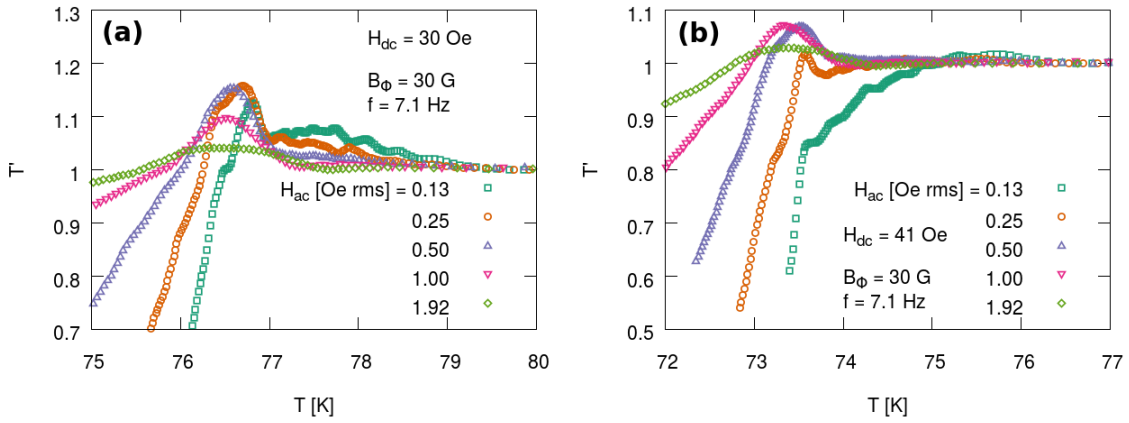


Figura 3.22: Mediciones de T' en función de T en la muestra con $B_\Phi = 30$ G para distintos valores de H_{ac} y campos aplicados (a) $H = 30$ Oe y (b) $H = 41$ Oe. Existe una amplitud H_{ac} que depende de H que es tal que maximiza la magnitud del pico paramagnético.

3.5.2. Efecto de cambios en la frecuencia de la excitación AC

La frecuencia de la perturbación AC también puede producir cambios en la señal medida. Ya vimos que las mediciones de $|T_{h3}|$ son afectadas por f (figura 3.8). A continuación presentaremos mediciones en las que vemos el efecto de f en mediciones de T' .

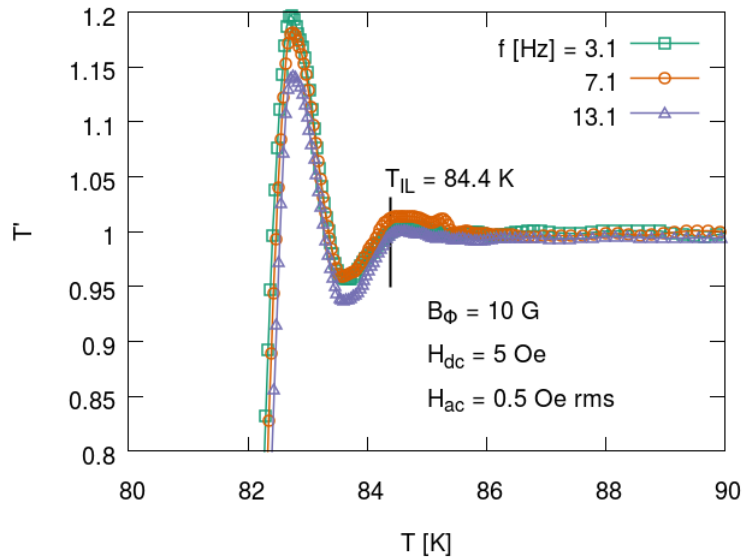


Figura 3.23: Mediciones de T' vs. T para una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra A) con un campo aplicado $H = 5$ Oe, a distintas frecuencias de la perturbación AC.

La figura 3.23 presenta mediciones de T' en función de T a distintas frecuencias para una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra A) con un campo aplicado $H = 5$ Oe. Marcamos la posición de la línea de irreversibilidad identificada como el *onset* del tercer armónico. Vemos que justo por debajo (en temperatura) de la línea de irreversibilidad, existe una caída abrupta de T' . Esto indica la existencia de un fuerte apantallamiento del campo

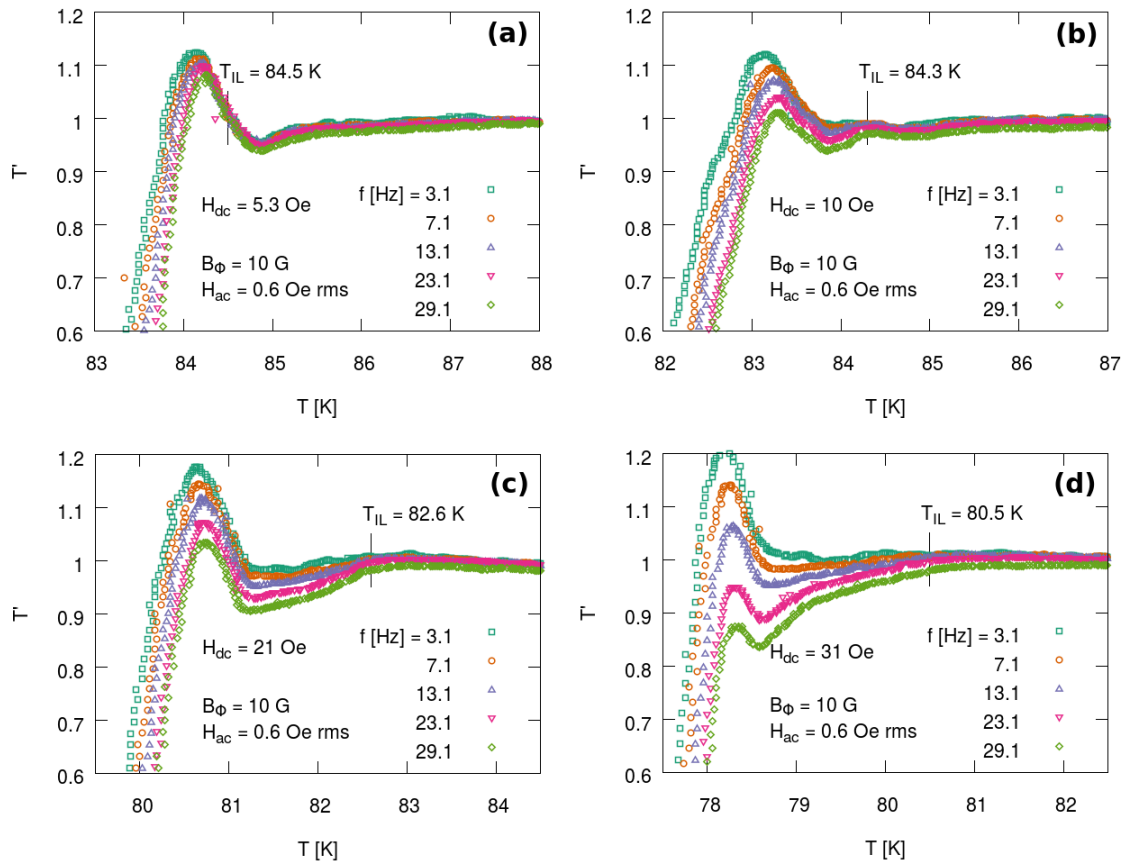


Figura 3.24: Mediciones de T' vs. T para una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra B) a distintas frecuencias de la perturbación AC. (a) $H = 5.3$ Oe, (b) $H = 10$ Oe, (c) $H = 21$ Oe, (d) $H = 31$ Oe. En cada caso señalamos la posición en temperatura de la línea de irreversibilidad. Estas mediciones fueron realizadas utilizando el nuevo portamuestras axial.

alternativo aplicado para $T \lesssim T_{IL}$, es decir a partir de la condición en la que el anclaje se hace efectivo, aún en el estado líquido de la materia de vórtices ($T > T_{FOT}$). A menor temperatura, la señal aumenta pues se desarrolla el pico paramagnético, y T' cae a cero por debajo de T_{FOT} . Nótese que en las condiciones de los resultados de la figura 3.23, $H = B_\Phi/2$, por lo tanto el número de vórtices es aproximadamente la mitad del número de defectos columnares. Así, los vórtices encuentran con relativa facilidad centros de anclaje fuerte y el apantallamiento del campo AC por debajo de T_{IL} se ve favorecido. Nótese que, en este contexto, un cambio en la frecuencia de 3,1 Hz a 13,1 Hz no produce un efecto considerable en T' .

La figura 3.24 muestra mediciones de T' en función de T realizadas con distintos campos aplicados H_{dc} en otra muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra B). Para cada campo aplicado, mostramos mediciones a distintas frecuencias de la excitación AC que van desde 3,1 Hz hasta 29,1 Hz. Nos centraremos en el intervalo de temperaturas que se extiende entre la transición de primer orden en $T_{FOT}(H)$ y la línea de irreversibilidad en $T_{IL}(H)$. Como ya mencionamos, esta es la región en la que la materia de vórtices se encuentra en un estado líquido pero no lineal, lo que indica que el anclaje debido a los

defectos columnares tiene cierta efectividad en esta región de la fase líquida. Vemos que para $H = 5,3 \text{ Oe}$, la señal a temperatura mayor que T_{FOT} prácticamente no depende de la frecuencia. Al aumentar el campo aplicado, vemos que esto cambia. Para $H \geq 10 \text{ Oe}$ vemos una dependencia con frecuencia de la señal de T' que se incrementa al aumentar H : al crecer f , la señal en T' para $T_{FOT} < T < T_{IL}$ disminuye. Esto indica un mayor apantallamiento del campo alterno por parte de la muestra al aumentar f .

Es llamativo el hecho de que la dependencia de la forma de la curva de T' con f en $T_{FOT} < T < T_{IL}$ empieza a hacerse notable para $H \sim B_\Phi = 10 \text{ Oe}$, ya que es a partir de esta condición que el número de vórtices pasa a ser mayor que el de defectos columnares. Para $H > 10 \text{ Oe}$, existirán vórtices que no encuentran un centro de anclaje fuerte donde permanecer anclados. Estos vórtices serán más susceptibles al campo alterno aplicado y producirán un apantallamiento menor que el que existiría si todos los vórtices estuvieran anclados. Además, es esperable que los vórtices “móviles”, que no están anclados, tengan una respuesta ante el campo alterno que dependa de frecuencia. Como los vórtices móviles no se encuentran libres sino que están sometidos a interacciones con otros vórtices y con el sustrato, su movimiento será a través de un medio con cierta viscosidad efectiva, y en este contexto es esperable que sean más susceptibles a fuerzas alternas de frecuencias bajas que a fuerzas de alta frecuencia.

La fenomenología observada en la figura 3.24 es consistente con esta interpretación: al aumentar la frecuencia de la excitación AC, el apantallamiento aumenta. Nuestra interpretación sugiere que este aumento del apantallamiento se debe a una menor susceptibilidad de los vórtices móviles. En el capítulo 4 ampliaremos este estudio mediante la realización de simulaciones de una red de vórtices en dos dimensiones. Mostraremos que podemos observar dos tipos de vórtices (anclados y móviles) y presentaremos un modelo simplificado de la respuesta en frecuencia de vórtices móviles que permite interpretar con mayor profundidad nuestros resultados.

3.6. Ciclos DC no monótonos

En esta sección presentaremos algunos resultados de mediciones realizadas utilizando el portamuestras axial que diseñamos y construimos durante el presente trabajo. En particular, mostraremos que utilizando este portamuestras, que permite aplicar el campo DC con un solenoide que reemplaza al electroimán utilizado previamente, podemos realizar ciclos DC denominados “no monótonos”. La medición de ciclos no monótonos consiste en llevar el campo magnético aplicado H a cero para luego llevarlo al valor deseado antes de medir cada punto de B en función de H .

La figura 3.25 esquematiza esta forma de medición comparándola con el método monótono con el que obtuvimos todos los resultados mostrados hasta ahora. Este tipo de mediciones fue posible gracias al cambio en la fuente de H , ya que con el nuevo

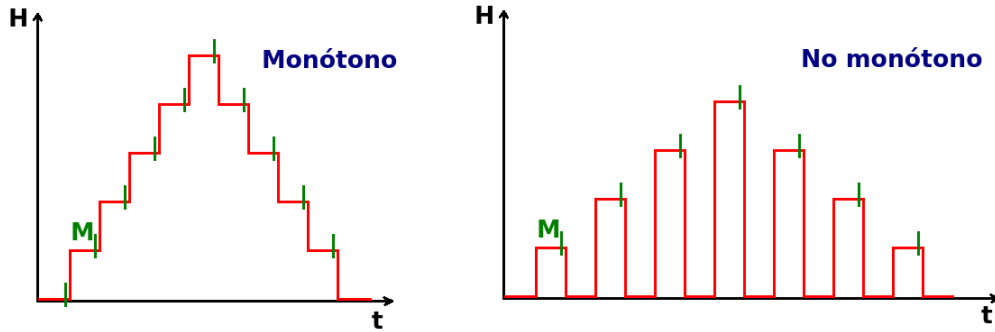


Figura 3.25: Esquema de medición en un ciclo monótono y en un ciclo no monótono, donde graficamos el campo aplicado H en función del tiempo t . Las marcas **M** corresponden a los momentos en los que se realizan las mediciones luego de esperar un tiempo del orden de los segundos para que el sistema se estabilice.

arreglo experimental podemos llevar el campo a cero simplemente apagando la corriente en el solenoide. Esto no era posible con el electroimán debido a la presencia de una remanencia en las piezas polares, que genera un campo distinto de cero aún con corriente nula cuyo valor es difícil de predecir pues depende de la historia magnética de las piezas polares.

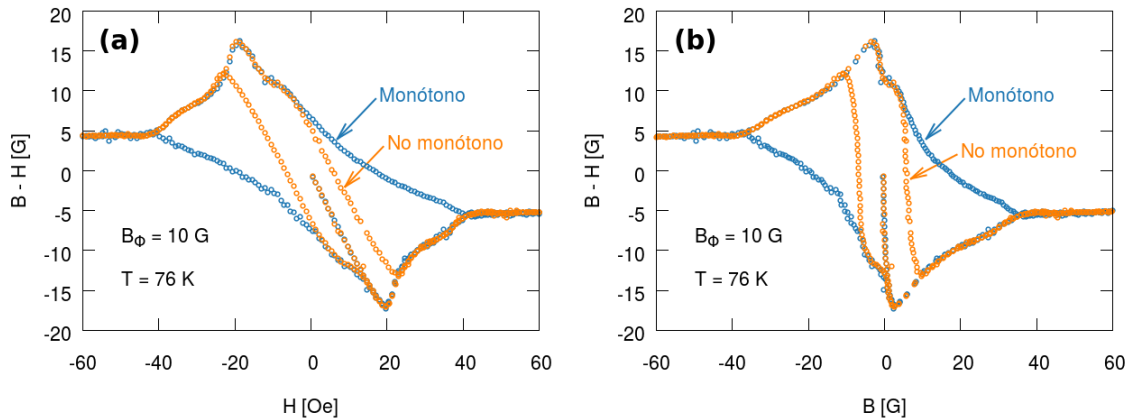


Figura 3.26: Ciclo DC monótono y ciclo DC no monótono de $B - H$ en función de H (a) y de B (b) para una muestra con $B_{\Phi} = 10$ G (muestra B) a $T = 76$ K.

La figura 3.26 muestra mediciones de $B - H$ realizadas utilizando el portamuestras axial para una muestra con $B_{\Phi} = 10$ G (muestra B) a $T = 76$ K. Allí mostramos un ciclo monótono y un ciclo no monótono, graficados en función de H y en función de B . Obsérvese que la rama ascendente en ambos casos es equivalente, mientras que las ramas descendentes son distintas. En el ciclo no monótono, la zona de irreversibilidad se achica notablemente.

El “campo de irreversibilidad” para el ciclo no monótono, que llamaremos H^* , tiene un origen que podemos interpretar de la siguiente manera. Nótese que la pendiente

observada en el ciclo no monótono por debajo de H^* , en la región en que ambos ciclos no coinciden, corresponde aproximadamente a una recta de B constante, por lo que podemos pensar que en esta región el número de vórtices que quedan atrapados en el material al retirar el campo aplicado es mayor que el correspondiente al campo aplicado. En otras palabras, podemos pensar que la inducción magnética que corresponde a los vórtices que quedan atrapados es igual a H^* . En estas condiciones, el campo aplicado $H < H^*$ no genera ningún efecto sobre los vórtices, y su número se mantiene constante. El campo aplicado empieza a generar un efecto cuando H cambia de signo y tiene una magnitud suficientemente grande (en la figura 3.26(a), cuando $H \sim -5$ Oe). Al cumplirse dicha condición, existe un cambio abrupto de la pendiente que lleva al sistema con relativa rapidez a un estado de $B = 0$. En esta región, el ciclo no monótono vuelve a solaparse con el ciclo monótono.

La nueva técnica también permite tener acceso a mediciones de “campo atrapado”, tal como se describe en la referencia [17]. El campo atrapado es la inducción magnética que corresponde a los vórtices que quedan dentro del material una vez retirado el campo aplicado. Si, en un ciclo no monótono y según el esquema de la figura 3.25, realizamos mediciones no sólo en los intervalos con campo aplicado sino también en los intervalos de $H = 0$, podemos medir el campo atrapado en función del último valor de H aplicado. Realizando este tipo de mediciones, es posible comprobar la validez de la interpretación descrita en el párrafo anterior sobre la naturaleza de H^* . Si dicha interpretación es correcta, deberíamos observar un campo atrapado similar a H^* para $H > H^*$, tanto en la rama ascendente como en la descendente, y el mismo campo atrapado en la rama descendente para $0 < H < H^*$.

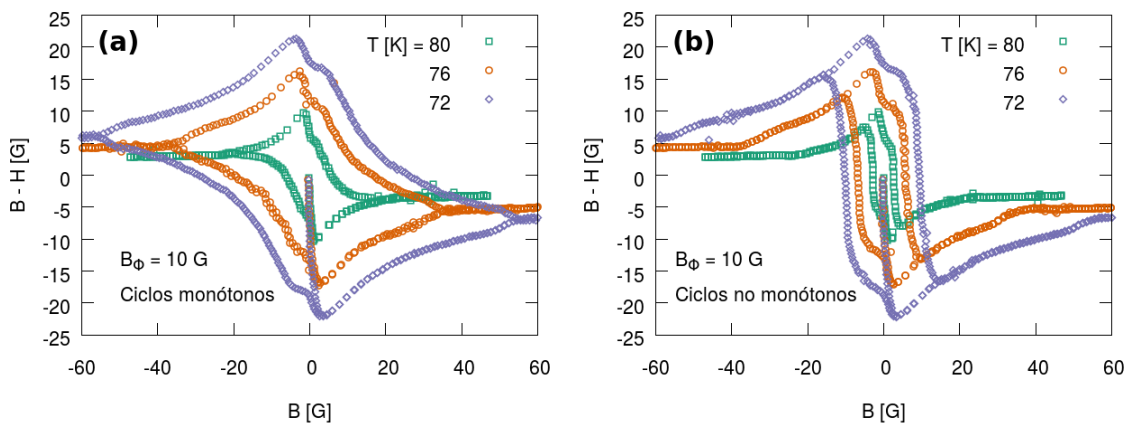


Figura 3.27: Ciclos de $B-H$ en función de B , (a) monótonos y (b) no monótonos, a distintas temperaturas y para una muestra con $B_\Phi = 10$ G (muestra B).

La figura 3.27 muestra mediciones de $B-H$ en función de B para distintas temperaturas en ciclos tanto monótonos como no monótonos. Estas mediciones también fueron realizadas utilizando el portamuestras axial. Allí observamos una fenomenología similar a la descrita para $T = 76$ K (figura 3.26(b)). Nótese que el cambio abrupto de

pendiente que aparece para $B \sim 0$, que corresponde al punto en el que el H negativo empieza a retirar vórtices que permanecían atrapados, es mucho más notable que en mediciones anteriores correspondientes a la misma muestra (ver figuras 3.2 y 3.16). Esto puede deberse a inhomogeneidades de la muestra, ya que las sondas Hall con las que medimos en uno y otro caso sensaban la respuesta magnética de distintas regiones de la misma. En mediciones en otras muestras no observamos este cambio de pendiente, probablemente debido a que resulta enmascarado por el quiebre abrupto en H_P .

Capítulo 4

Simulaciones 2D de la red de vórtices

En este capítulo describiremos algunas simulaciones de la red de vórtices en presencia de centros de anclaje que realizamos motivados fundamentalmente por los resultados de la sección 3.5.2. Estas simulaciones fueron realizadas en colaboración con Alejandro Kolton, del grupo de Teoría de la Materia Condensada del Centro Atómico Bariloche.

Como contamos previamente, dichos resultados sugieren la existencia de dos comportamientos diferentes de los vórtices según estén interactuando fuertemente con los defectos columnares o no, ya que de acuerdo a la relación B/B_Φ entre el número de vórtices y el número de defectos observamos comportamientos muy diferentes. Los resultados que presentaremos en este capítulo buscaron fundamentalmente ver si es posible observar dos poblaciones bien diferenciadas de vórtices que varíen dependiendo de la relación B/B_Φ , aún en la fase líquida.

En primer lugar presentaremos las características fundamentales de las simulaciones que realizamos y hablaremos brevemente de cómo podemos relacionar el modelo simulado con el comportamiento real de la materia de vórtices. Luego presentaremos algunos resultados obtenidos que muestran que pudimos observar dos poblaciones bien diferenciadas, los vórtices anclados y los vórtices difusivos. También pudimos obtener una curva que relaciona la fracción de vórtices que pertenecen a una u otra población con el valor de B/B_Φ . Por último, presentaremos un modelo que busca dar alguna idea sobre por qué la materia de vórtices responde de maneras distintas al cambiar la frecuencia de la excitación AC según el valor de B/B_Φ . Contrastaremos el comportamiento esperado según el modelo con algunos datos experimentales, y discutiremos brevemente sobre sus alcances y limitaciones.

4.1. Descripción general de las simulaciones

Las simulaciones realizadas utilizan la técnica de dinámica molecular y se basan en un modelo que incluye interacciones entre vórtices y de los vórtices con centros de anclaje ubicados aleatoriamente en un plano 2D, sumados a una agitación térmica. La red de vórtices consiste en $N = n_x \times n_y$ vórtices ubicados en una caja de dimensiones $(n_x \sin(\pi/3) \times n_y) a_0^2$ con condiciones de contorno periódicas. Las dimensiones de la caja están elegidas de esta manera para permitir que entre una red triangular de $n_x \times n_y$ vórtices, sin defectos. En las simulaciones que presentaremos en este capítulo, fijamos los valores $n_x = n_y = 30$, de manera que simulamos una red de $N = 900$ vórtices. El hecho de que las simulaciones sean en 2 dimensiones puede pensarse en 3 dimensiones como una red de vórtices rectos o como una red de panqueques en un plano de CuO_2 de un superconductor de alta temperatura crítica que no están acoplados con los planos de CuO_2 adyacentes. Sin embargo, como veremos a continuación, en nuestras simulaciones utilizamos una interacción entre vórtices que corresponde a vórtices rectos, distinta a la correspondiente a vórtices panqueques.

4.1.1. Ecuación de movimiento

Las simulaciones se basan en el modelo de Bardeen y Stephen [50] y utilizan la aproximación de London ($\xi \rightarrow 0$) [7]. En este contexto, la ecuación de movimiento de los vórtices (por unidad de línea) es

$$\eta \mathbf{v}_i = \sum_j \mathbf{F}_v(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) + \mathbf{F}(\mathbf{r}_i) , \quad (4.1)$$

donde \mathbf{v}_i es la velocidad del vórtice i , $\mathbf{F}(\mathbf{r}_i) = \sum_p \nabla U_a(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_i)$ es la fuerza de anclaje, η es la fricción de Bardeen-Stephen, y $\mathbf{F}_v(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)$ es la fuerza de interacción que ejerce el vórtice j sobre el i .

Interacción vórtice-vórtice

La fuerza de interacción entre vórtices rectos, \mathbf{F}_v , ejercida por el vórtice 1 sobre el 2 cuando están separados una distancia r_{12} en la dirección $\hat{\mathbf{r}}_{12}$, es

$$\mathbf{F}_v(\mathbf{r}_{12}) = \frac{\Phi_0}{8\pi^2\lambda^3} K_1\left(\frac{r_{12}}{\lambda}\right) \hat{\mathbf{r}}_{12} , \quad (4.2)$$

donde $K_1(x)$ es la función de Bessel modificada de segunda especie de orden 1.

Interacción vórtice-centro de anclaje

La fuerza de anclaje sobre un vórtice en la posición \mathbf{r}_i es

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}_i) = - \sum_p \nabla U_p(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_i) , \quad (4.3)$$

donde \mathbf{r}_p es la posición del centro de anclaje p y $\nabla U_a(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_i)$ es el gradiente de potencial producido en la posición \mathbf{r}_i por la presencia del centro de anclaje en \mathbf{r}_p . Este potencial puede escribirse como

$$U_a(\mathbf{r}) \sim -A_a \left(\frac{\Phi_0}{8\pi^2 \lambda^2} \right) e^{-|\mathbf{r}|^2/2\xi^2} \quad (4.4)$$

donde A_a es una constante positiva y adimensional.

Magnitudes físicas y adimensionalización

Cada simulación se basa en parámetros adimensionales que están relacionados con las magnitudes físicas características del sistema. Para establecer esas relaciones, definimos una energía típica de interacción por unidad de línea $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$, una longitud característica $l_0 = \lambda$, y un tiempo característico $t_0 = 2\eta l_0^2/\varepsilon_0$. Ahora, definimos variables adimensionales $\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/l_0$ y $\tilde{t} = t/t_0$. La ecuación de movimiento queda

$$\frac{d\tilde{\mathbf{r}}_i}{d\tilde{t}} = \sum_j K_1(r_{12})\hat{r}_{12} - A_p \sum_p e^{-|\tilde{\mathbf{r}}|^2\kappa^2/2} . \quad (4.5)$$

Resta agregar el ruido térmico, dado por un término $\tilde{\xi}_i(\tilde{t})$. Así, llegamos a la ecuación de movimiento que simulamos:

$$\frac{d\tilde{\mathbf{r}}_i}{d\tilde{t}} = \sum_j K_1(r_{12})\hat{r}_{12} - A_a \sum_p e^{-|\tilde{\mathbf{r}}|^2\kappa^2/2} + \tilde{\xi}_i(\tilde{t}) , \quad (4.6)$$

donde el ruido es una variable aleatoria gaussiana y descorrelacionada: $\langle \tilde{\xi}_i(\tilde{t}) \rangle = 0$, $\langle \tilde{\xi}_i(\tilde{t}) \tilde{\xi}_j(\tilde{t}') \rangle = 2\tilde{T} \delta_{ij} \delta(\tilde{t} - \tilde{t}')$. Se toma la temperatura adimensional $\tilde{T} = Tk_B/\varepsilon_0 l_0$, que junto a A_a y κ son los parámetros intrínsecos de la simulación.

El valor de B está determinado por la distancia media entre vórtices (adimensional), $\tilde{a}_0 = a_0/l_0 = 1,075\sqrt{\Phi_0}/\lambda\sqrt{B}$ según la relación 1.2. El valor de B_Φ está determinado por la distancia media entre centros de anclaje, $\tilde{d} = d/l_0 = \sqrt{B/B_\Phi} \tilde{a}_0$.

4.1.2. Parámetros de simulación utilizados

En las simulaciones cuyos resultados presentaremos a continuación utilizamos valores de B de entre 2,5 G y 20 G, y una densidad de centros de anclaje $B_\Phi = 10$ G.

Asignamos valores a $l_0 = \lambda(B)$ que corresponden a valores de λ en la línea de irreversibilidad, $\lambda(B_{IL})$. Estos valores fueron extraídos de la referencia [51] para asegurarnos de que sean consistentes con los valores medidos de $H_{IL}(T)$ que mostramos en la sección 3.2 para nuestra muestra con $B_\Phi = 10$ G. Suponemos $H_{IL}(T) = B_{IL}(T)$ pues nuestras muestras son láminas delgadas y en esas condiciones $H \simeq B$. Los valores utilizados varían, entonces, desde $l_0 = 0,67 \mu\text{m}$ para $B = 20$ G hasta $l_0 = 0,82 \mu\text{m}$ para $B = 2,5$ G.

Las temperaturas que utilizamos fueron determinadas con un criterio empírico. Nos aseguramos de que sea del orden de la temperatura real en los experimentos ($T \sim 100$ K), suficientemente alta para que la red de vórtices esté en un estado “líquido” en el que exista un comportamiento difusivo, y suficientemente baja para que los centros de anclaje ejerzan un efecto apreciable. Los resultados que mostraremos a continuación corresponden a simulaciones realizadas a una misma temperatura que cumple estos requisitos. Nótese que, si queremos mantener fija la temperatura T , la temperatura adimensional \tilde{T} debe depender de B pues el valor de ε_0 cambia con $\lambda(B)$.

El valor de A_a es fijado como $A_a = 6$ pues corresponde al potencial de anclaje de los defectos columnares [51, 52]. El valor de κ es $\kappa \equiv 1$ pues de esta manera observamos cualitativamente el comportamiento esperado. En futuros estudios, sería conveniente fijar un criterio mejor justificado para el valor de κ . Si bien es sabido que en superconductores de alta temperatura crítica $\kappa \gg 1$, utilizar un valor tan grande trae problemas numéricos pues hace que los pozos de potencial producidos por los centros de anclaje tengan un rango reducido. En este contexto, un vórtice experimentará una fuerza muy grande al llegar a estar suficientemente cerca de un centro de anclaje. Como el rango de acción del pozo es muy pequeño y los desplazamientos entre dos pasos de la simulación son finitos, en el siguiente paso el vórtice estará lejos del área de influencia del centro de anclaje, lo que hará que no sea posible encontrar vórtices anclados.

4.2. Resultados: histogramas de difusión

Realizamos simulaciones a una temperatura fija del orden de 100 K con $B_\Phi = 10$ G y distintos valores de B/B_Φ para ver el efecto de la relación B/B_Φ en la existencia o no de dos comportamientos bien diferenciados de los vórtices. En el estado inicial de cada simulación, los vórtices están ubicados aleatoriamente en la caja, por lo que hay que esperar un tiempo t_e hasta que el sistema llegue a un estado estacionario en el que el comportamiento difusivo de los vórtices no varíe.

Durante las simulaciones, calculamos el desplazamiento de cada vórtice respecto de su posición inicial, $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i,0}$, durante distintos lapsos de tiempo. El tiempo total de cada simulación está dividido en 21 lapsos iguales. A partir de estos datos, construimos “histogramas de difusión” en los que graficamos el número de vórtices que se desplazaron

una cierta distancia respecto de su posición inicial en un dado lapso. Empíricamente, determinamos que los últimos 16 lapsos son los que reflejan el comportamiento de la red de vórtices en su estado estacionario, ya que los histogramas correspondientes se solapan entre sí dentro del ruido. Por este motivo, los resultados que presentamos en esta sección resultan de promediar los histogramas calculados a partir de los últimos 16 lapsos.

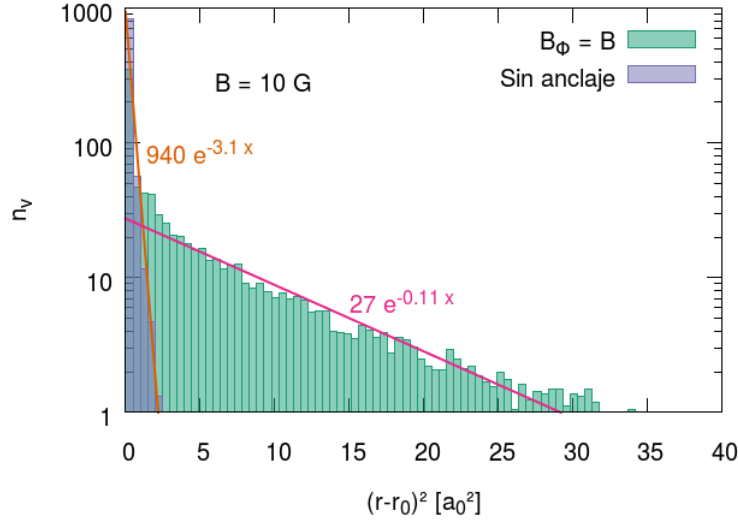


Figura 4.1: Histogramas de difusión para la red de vórtices a una misma temperatura y densidad de vórtices, uno de ellos con un número de centros de anclaje igual al de vórtices y el otro sin centros de anclaje. Se grafican dos curvas que corresponden a decaimientos exponenciales que describen la dependencia $n_v = n_v((r - r_0)^2)$, a excepción el primer *bin* correspondiente a la simulación con centros de anclaje.

La figura 4.1 muestra dos histogramas resultantes de dicho análisis, donde graficamos número de vórtices n_v en función de su desplazamiento cuadrático $(r - r_0)^2$ en unidades de a_0^2 . Uno de ellos resulta de una simulación con $B = B_\Phi$, y el otro de una sin centros de anclaje ($B_\Phi = 0$), ambos con $B = 10$ G. El tamaño de los intervalos del histograma está determinado por el ancho del pozo de potencial generado por los centros de anclaje en la simulación con $B/B_\Phi = 1$: si ξ es el ancho del pozo, el tamaño de los intervalos es ξ^2 (ver ecuación (4.4)). De esta manera, podemos decir que todos los vórtices que se encuentran en el primer intervalo no se movieron en un lapso de tiempo más que una distancia ξ , y por lo tanto están anclados.

La primera característica sorprendente de estos resultados es que, al agregar centros de anclaje, el histograma aumenta considerablemente su dispersión. Esto quiere decir que el comportamiento difusivo de una fracción considerable de los vórtices se incrementa.

Otra característica a resaltar es el hecho de que, cuando $B_\Phi = B$, existe una fracción macroscópica de vórtices anclados mientras que el resto de los vórtices, los vórtices “difusivos”, tienen un comportamiento cualitativamente diferente. Para mostrar esto,

realizamos un ajuste del tipo Ae^{-Mx} que mostramos en la figura. Este es el comportamiento esperado para una red de partículas difusivas,¹ con M inversamente proporcional al *coeficiente de difusión* D que depende de T . Esta función, con $A = 27$ y $M = 0,11a_0^{-2}$, describe razonablemente bien la dependencia de n_v con $(r - r_0)^2$ para todos los intervalos del histograma exceptuando el primero. Es decir que existe un comportamiento *bimodal*, con una fracción macroscópica de vórtices ocupando el primer intervalo que no siguen el comportamiento del resto de los vórtices. El número de vórtices en el primer intervalo, n_{1° , es decir el número de vórtices anclados, es $n_{1^\circ} = 350$: una fracción $350/900 \approx 0,39$ del total de vórtices.

Si hacemos un ajuste similar para el histograma correspondiente a los vórtices en una red sin centros de anclaje, vemos que la función Ae^{-Mx} con $A = 940$ y $M = 3,1a_0^{-2}$ describe el comportamiento de *todos* los vórtices. En este caso, todos ellos tienen un comportamiento ligeramente difusivo con un mismo coeficiente de difusión.

El hecho de que el coeficiente de difusión sea mucho mayor para el caso en el que existen centros de anclaje se explica pensando que los vórtices anclados encuentran su posición de equilibrio en sitios que no son los de una red triangular, sino que están determinados por la distribución aleatoria de los defectos. El desorden producido resulta en que los vórtices que no están anclados no encuentren posiciones de equilibrio bien definidas. De esta manera, el ruido térmico hace que estos últimos recorran con cierta libertad el “paisaje energético” inestable que se genera en las regiones en las que no hay centros de anclaje.

En la simulación sin centros de anclaje, en cambio, la ausencia de desorden hace que los vórtices encuentren cierto orden configuracional luego de un tiempo t_e . En este contexto, la difusión se hace mínima debido a que esas posiciones de equilibrio son estables, aún cuando no están tan definidas como las determinadas por los centros de anclaje. Esto permite intuir que, si el número de centros de anclaje es mucho menor que el de vórtices, $B \gg B_\Phi$, la difusión debería disminuir al haber grandes áreas sin centros de anclaje en las que los vórtices son capaces de ordenarse. En nuestro trabajo nos enfocamos en otros aspectos y no llegamos a realizar simulaciones que permitan corroborar esta idea, por lo que queda planteada para futuros trabajos.

La figura 4.2(a) muestra histogramas de difusión para distintos valores B/B_Φ tales que $1/4 \leq B/B_\Phi \leq 2$. Allí se observa, como es esperable, que al aumentar el número de vórtices en relación al número de centros de anclaje la difusión se incrementa. Además, el número de vórtices anclados, en el primer intervalo del histograma, n_{1° , disminuye como mostramos en la figura 4.2(b). Allí graficamos la fracción de vórtices anclados n_{1°/N en función de B/B_Φ . Vemos que n_{1°/N es una fracción macroscópica en todo el rango estudiado. Para $B/B_\Phi \lesssim 1/2$, $n_{1^\circ}/N \approx 1$, y para $B/B_\Phi \gtrsim 1/2$ existe una caída

¹En una red de partículas difusivas, la probabilidad de encontrar una partícula a una distancia r de su posición inicial en un tiempo t es $P(x, t) \sim e^{-x^2/2Dt}$, donde D es el coeficiente de difusión.

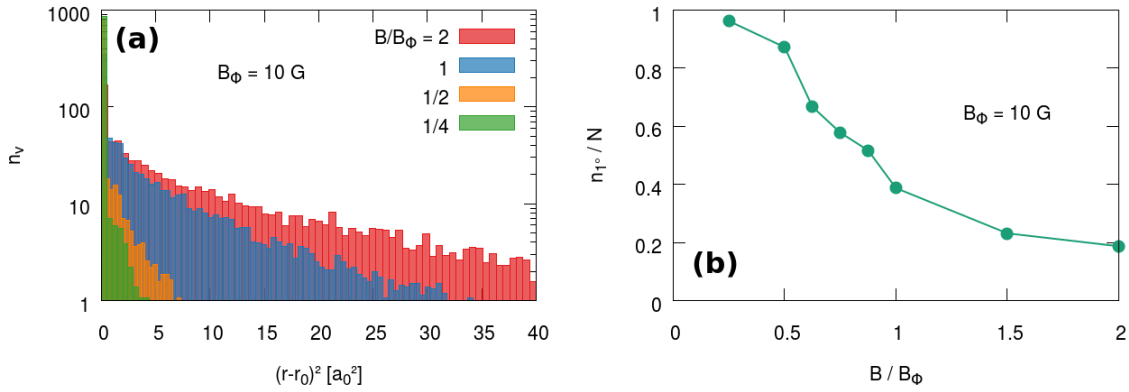


Figura 4.2: (a) Histogramas de difusión a una misma temperatura y densidad de centros de anclaje, para distintas relaciones entre la densidad de vórtices y la de centros de anclaje, B/B_Φ . (b) Fracción de vórtices en el primer *bin* de los histogramas de difusión en función de B/B_Φ .

abrupta de n_{1°/N . En contraste con el comportamiento esperado, cuando el número de vórtices es igual al de centros de anclaje ($B/B_\Phi = 1$) la fracción de vórtices anclados es menor que $1/2$.

Nótese que en todos los casos la dinámica corresponde a la de un líquido, con una fracción macroscópica de vórtices no localizados. Es apropiado aclarar que, en simulaciones como las de la figura 4.2, los grupos de vórtices anclados y difusivos no son siempre los mismos. Algunos vórtices anclados eventualmente pueden salir de un centro de anclaje y pasar a formar parte de la población de vórtices difusivos, y viceversa: vórtices difusivos pueden encontrar un pozo de potencial donde permanecer anclados.

4.3. Respuesta en frecuencia de panqueques móviles ante una fuerza alterna

Hasta aquí hemos podido mostrar que en nuestras simulaciones, que corresponden a una fase líquida, existe una fracción macroscópica de vórtices anclados para valores de B del orden de B_Φ y fundamentalmente, que el comportamiento de estos vórtices es notablemente distinto al de los vórtices difusivos. Además, vimos que la fracción de vórtices difusivos aumenta notablemente cuando B/B_Φ crece.

Estas observaciones dan sustento a nuestra interpretación de los resultados de la sección 3.5.2. Allí observamos una respuesta de los vórtices en la fase líquida ante cambios en la frecuencia de la excitación AC que resulta ser más notable para valores mayores de B/B_Φ . Nuestra interpretación del fenómeno se basa en pensar que dicha respuesta en frecuencia está dominada por los vórtices difusivos o móviles.

A continuación presentaremos un modelo simplificado para la respuesta magnética

de una red de vórtices formada por vórtices anclados y vórtices móviles que viven en un plano (vórtices panqueques). El modelo busca dar una primera interpretación cuantitativa del fenómeno que pueda ser contrastada con datos experimentales.

4.3.1. Modelo

En nuestro modelo, consideraremos que existen dos tipos de vórtices, los anclados y los móviles, tales que los primeros no responden apreciablemente ante una fuerza alterna mientras que los segundos sí. Suponemos vórtices no interactuantes entre sí en un medio efectivo con fricción $\eta_{eff} = T/D$, donde D es el coeficiente de difusión. En esta imagen de la red de vórtices, estamos suponiendo que la interacción entre vórtices y con el sustrato está dada por la fricción del medio efectivo. El desplazamiento de los vórtices ante la fuerza alterna estará directamente relacionado con la susceptibilidad magnética AC del sistema.

Consideremos el movimiento sobreamortiguado de un vórtice en un medio efectivo ante una fuerza alterna $F = F_0 \cos(\Omega t)$. Podemos escribir su ecuación de movimiento como

$$\eta_{eff} \dot{x} = F_0 \cos(\Omega t) , \quad (4.7)$$

donde $\eta_{eff} = T/D(T, B, B_\Phi)$. La susceptibilidad, proporcional a la suma de los desplazamientos de los vórtices producidos por la fuerza, será entonces

$$\chi \sim \frac{n_m F_0}{\eta_{eff} \Omega} \sin(\Omega t) + C , \quad (4.8)$$

donde $n_m = n_m(T, B, B_\Phi)$ es el número de vórtices móviles y C es una cantidad que no depende de Ω ni de t . Por lo tanto, la componente *en cuadratura* de la susceptibilidad tendrá un término inversamente proporcional a Ω :

$$\chi''(\Omega) = \chi''(\Omega \rightarrow \infty) + \frac{1}{\Omega} \frac{\gamma n_m F_0}{\eta_{eff}} , \quad (4.9)$$

donde γ es una constante que puede depender de T , B y B_Φ .

4.3.2. Comparación con datos experimentales

La susceptibilidad en cuadratura χ'' está directamente relacionada con la componente en cuadratura de la respuesta en el primer armónico en mediciones AC, B''_{ac} , presentadas en el capítulo 3. En esta sección haremos una breve comparación del modelo descrito con resultados de mediciones de B''_{ac} .

La figura 4.3(a) muestra resultados experimentales de $B''_{ac}(T)$ con un campo aplicado $H_{dc} = 31$ Oe en una muestra con $B_\Phi = 10$ G. Corresponden a la misma medición

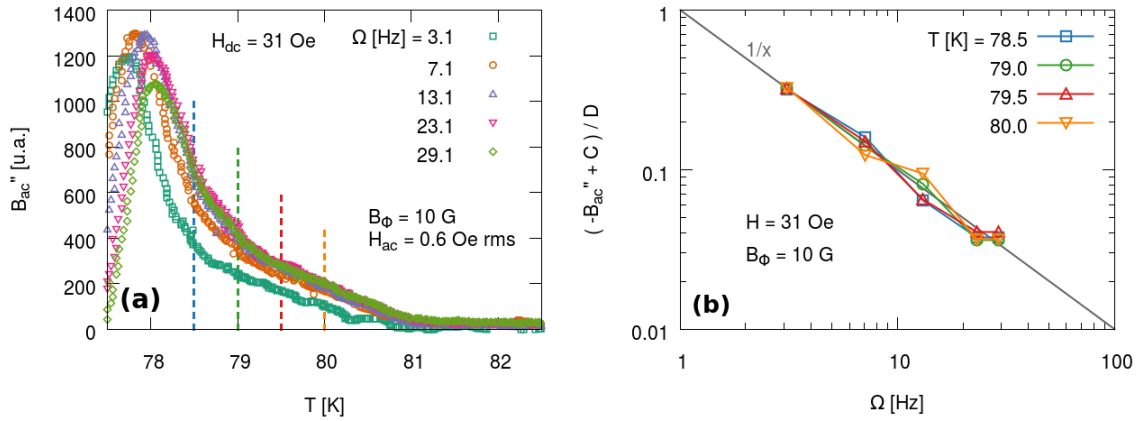


Figura 4.3: (a) B''_{ac} en función de T para distintas frecuencias Ω de la excitación AC a un campo aplicado $H_{dc} = 10$ Oe en una muestra con $B_\Phi = 10$ G. Se señalan las temperaturas en las que evaluamos B''_{ac} vs. Ω , correspondientes a la fase líquida con anclaje efectivo. (b) Normalización de B''_{ac} vs. Ω para cada T . Los datos normalizados colapsan satisfactoriamente sobre la curva $f(\Omega) = 1/\Omega$.

que los resultados para T' que mostramos en la figura 3.24(d). En estas condiciones, la fracción de vórtices que no tienen un defecto columnar donde permanecer anclados es mayor que $2/3$, por lo tanto esperamos una respuesta de vórtices móviles dominante.

Como vimos en la figura 3.24(d), en las condiciones descriptas en el párrafo anterior la transición de primer orden se detecta a $T = T_{FOT} \simeq 78,3$ K. Además, la línea de irreversibilidad medida como el *onset* de $|T_{h3}|$ ocurre en $T = T_{IL} \simeq 80,5$ K. Por lo tanto, para $78,5 \text{ K} \leq T \leq 80,0 \text{ K}$ podemos asegurar que la materia de vórtices está en un estado líquido con anclaje efectivo. En dicho rango de temperaturas, tomamos cuatro valores equiespaciados de T y medimos el valor aproximado de $B''_{ac}(T)$ para cada frecuencia Ω de la excitación AC.

Como se ve en la figura 4.3(a), B''_{ac} aumenta con Ω para el rango $78,5 \text{ K} \leq T \leq 80,0 \text{ K}$. Si, en la ecuación (4.9), $\gamma < 0$,

$$\chi''(\Omega) - \chi''(\Omega \rightarrow \infty) \sim -\frac{1}{\Omega}. \quad (4.10)$$

Con el objetivo de corroborar esta dependencia, para cada temperatura T normalizamos los datos según $f_T(B''_{ac}) = (-B''_{ac}(\Omega, T) + C(T))/D(T)$, con $C(T)$ y $D(T)$ parámetros definidos convenientemente para cada T . Así, los resultados colapsan sobre la curva $f(\Omega) = 1/\Omega$, por lo que podemos decir que nuestros resultados son consistentes con el modelo (ver figura 4.3(b)).

Si intentamos realizar este mismo análisis para casos en los que $B/B_\Phi < 3$, como los de las mediciones que mostramos en las figuras 3.24(a-c), no observamos un comportamiento que sea puramente del tipo del que mostramos en la figura 4.3(b). Como vimos durante este trabajo, la materia de vórtices es un sistema complejo en el que coexisten una diversidad de mecanismos. Sin embargo, el modelo presentado puede ser

un primer paso para avanzar en la descripción de la respuesta magnética de una red formada por vórtices móviles y vórtices anclados.

Capítulo 5

Conclusiones generales

Durante el presente trabajo, desarrollamos la técnica de magnetometría Hall local en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche. Utilizamos y desarrollamos las técnicas DC y AC, y pudimos obtener mediciones de mejor calidad que las que se tenían hasta el momento. Además, implementamos una técnica simultánea AC/DC y desarrollamos e implementamos un nuevo portamuestras que permite utilizar un campo magnético axial aplicado. Este portamuestras, además, puede ser utilizado en otros equipos con los que disponemos en el laboratorio, y permite la utilización de solenoides superconductores para la aplicación de campos magnéticos. En particular, se avisora el ensayo de mediciones de magnetometría Hall local a altos campos (~ 18 T) y muy bajas temperaturas $T < 1$ K.

El sistema de estudio durante nuestro trabajo fue la materia de vórtices en el superconductor de alta temperatura crítica $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Estudiamos muestras irradiadas con bajas densidades de defectos columnares producidos por irradiación ($B_\Phi = 10$ G y 30 G) y las particularidades del diagrama de fases de la materia de vórtices en esas muestras. Como vimos durante el trabajo, aún existen varias preguntas abiertas sobre la naturaleza magnética de las fases sólidas de la materia de vórtices en muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con bajas densidades de defectos columnares y sobre la naturaleza de las transiciones entre ellas.

En nuestra exploración de dicho diagrama de fases mediante la técnica de magnetometría Hall local, observamos distintos fenómenos. Detectamos una transición de primer orden a altas temperaturas en la que la materia de vórtices tiene un salto discontinuo en su densidad. Mediante la técnica AC, la transición es observada como un pico paramagnético que corresponde a una línea en el diagrama de fases identificada como $H_{FOT}(T)$. Utilizando la técnica DC, dicha transición se observa típicamente como un salto en B , ΔB_{FOT} , que es difícil de detectar pues $\Delta B_{FOT}/B \sim 0,5\%$. En cambio, en mediciones AC el cambio porcentual de la señal es del orden de un 10 %, lo que hace de la técnica AC una opción muy apropiada para la detección de la transición de

primer orden.

Otra característica del diagrama de fases estudiado durante el presente trabajo es la presencia de la línea de irreversibilidad. Para su observación, realizamos mediciones AC de la magnitud de la respuesta en el tercer armónico, $|T_{h3}|$, que indica un comportamiento no lineal intrínseco de la materia de vórtices, y por lo tanto un comportamiento irreversible. Así, identificamos a la línea de irreversibilidad como el punto por debajo del cual, en campo o temperatura, la magnitud de $|T_{h3}|$ es mayor que el ruido de base.

También observamos una anomalía en mediciones DC de características muy similares al efecto “segundo pico” observado en muestras prístinas. Esta anomalía, según nuestro conocimiento, no había sido observada antes en muestras con defectos columnares. En muestras prístinas, el efecto “segundo pico” corresponde a una transición orden-desorden de primer orden. Sin embargo en muestras con defectos columnares, en las que se observa que la fase de bajas temperaturas y bajos campos es desordenada, aún se desconoce si el efecto observado corresponde a una transición de fase o cambio de régimen.

Por otro lado, en una muestra con $B_\Phi = 30$ G, observamos una anomalía de origen desconocido que llamamos H_0 . Esta anomalía no fue observada en muestras con $B_\Phi = 10$ G, y queda planteada para futuras investigaciones la posibilidad de detectar este fenómeno en otras muestras e intentar determinar si se trata o no de una nueva transición de fase o cambio de régimen.

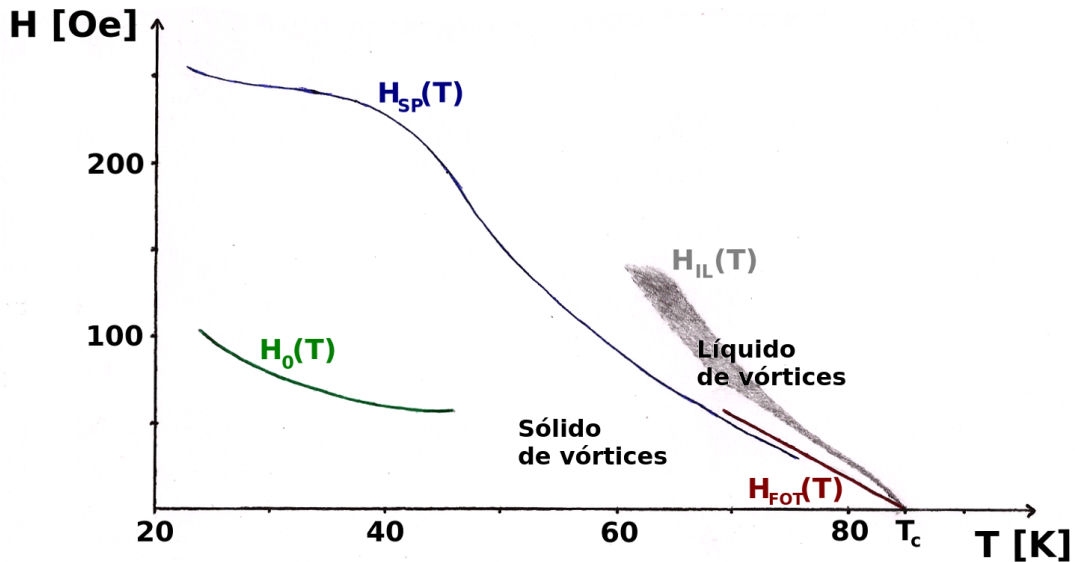


Figura 5.1: Esquema del diagrama de fases para muestras irradiadas con bajas dosis de defectos columnares construido a partir de las observaciones que realizamos durante el presente trabajo.

La figura 5.1 muestra un esquema del diagrama de fases para las muestras con $B_\Phi = 10$ G y 30 G estudiadas, construido a partir de las observaciones que presentamos en el capítulo 3. Allí resumimos algunas de nuestras observaciones más relevantes:

- El pico paramagnético que corresponde a la transición de primer orden para ambas dosis de irradiación disminuye su magnitud al aumentar H y deja de observarse para $H \sim 55$ Oe, en contraste con lo observado en muestras prístinas donde el pico paramagnético se observa hasta $H \sim 200$ Oe.
- La línea de irreversibilidad se observa siempre por encima (en campo o temperatura) de $H_{FOT}(T)$, y la región que está entre $H_{IL}(T)$ y $H_{FOT}(T)$ es más amplia que la que se observa en muestras prístinas. Es decir que en muestras con defectos columnares hay una región más grande del líquido de vórtices irreversible en la que el anclaje es efectivo.
- La dependencia en frecuencia de $H_{IL}(T)$ se acentúa al aumentar H . Sería interesante realizar estudios más detallados de dicha dependencia en relación al cociente H/B_Φ para profundizar en el efecto de los defectos columnares sobre la línea de irreversibilidad.
- La línea $H_{SP}(T)$ se observa tanto a temperaturas bajas como intermedias, y es posible detectarla hasta temperaturas relativamente altas en las que también se observa la transición de primer orden en $H_{FOT}(T)$. En esta región, vimos que ambas líneas no se solapan sino que existe una diferencia en campo, a una temperatura $T \sim 75$ K, de unos 5 Oe. Hasta el momento no tenemos una interpretación de lo que implica este resultado.
- La anomalía de origen desconocido $H_0(T)$ observada en una muestra con $B_\Phi = 30$ G tiene la particularidad de que se observa a campos ligeramente mayores que aquellos en los que deja de observarse la transición de primer orden. Este hecho sugiere que puede haber alguna relación entre ambas líneas, aunque no pudimos llegar a una interpretación sobre la naturaleza de esta anomalía.

Otro estudio que realizamos consiste en observar la respuesta magnética en T' vs. T en las cercanías de T_{FOT} al cambiar la amplitud H_{ac} o la frecuencia f de la excitación AC. Al cambiar H_{ac} , vimos que existe un valor óptimo de H_{ac} que permite observar el pico paramagnético con una magnitud máxima.

Al cambiar f , observamos que la respuesta en T' a temperaturas T tales que $T_{FOT} \leq T \leq T_{IL}$ depende de f únicamente para valores de H tales que $H \gtrsim B_\Phi$ en una muestra con $B_\Phi = 10$ G. Esto sugirió que, en dicho rango de temperaturas, en el que la materia de vórtices se encuentra en un estado líquido irreversible, la respuesta en frecuencia se debe fundamentalmente a la respuesta de vórtices móviles que no encuentran defectos columnares donde ubicarse. Esto es una evidencia más de que en el líquido irreversible el potencial de anclaje de los defectos columnares es efectivo.

Esa observación nos llevó a realizar simulaciones 2D de la red de vórtices en presencia de centros de anclaje con el objetivo de determinar si es posible observar dos

poblaciones bien diferenciadas de vórtices: los vórtices anclados, que permanecen en los pozos de potencial dados por los centros de anclaje, y los vórtices móviles o difusivos. En las simulaciones, pudimos observar dicha fenomenología. Además, construimos un modelo sobre la respuesta en frecuencia de los vórtices móviles que pudo ser contrastado con datos experimentales de B''_{ac} para una medición con $H = 31$ Oe y $B_\Phi = 10$ G. En este caso, observamos una buena consistencia entre el modelo y los datos experimentales, aunque en un rango reducido de frecuencias. El modelo construido puede ser un primer paso para la descripción de la respuesta magnética de redes de vórtices formadas por vórtices anclados y vórtices difusivos.

Bibliografía

- [1] H. Kamerlingh Onnes, *Leiden Comm.* **120b**, **122b**, **124c** (1911). [1](#)
- [2] W. Meissner y R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933). [1](#)
- [3] J. Bardeen, L. N. Cooper y J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957). [2](#)
- [4] V. L. Ginzburg y L. D. Landau, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950). [2](#)
- [5] A. A. Abrikosov, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **32**, 1442 (1957). [2](#)
- [6] U. Essmann y H. Träuble, *Phys. Lett.* **24A**, 526 (1967). [3](#), [4](#)
- [7] Michael Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, Dover Publications, Inc. (2004). [4](#), [5](#), [6](#), [15](#), [16](#), [64](#)
- [8] G. Bednorz y K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986). [4](#)
- [9] M. K. Wu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987). [5](#)
- [10] S. Hikami *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L314 (1987).
- [11] Z. X. Zhao *et al.*, *Kexue Tongbao* **33**, 661 (1987). [5](#)
- [12] H. Maeda *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, L209 (1988). [5](#)
- [13] Z. Z. Sheng y A. M. Hermann, *Nature* **232**, 55 (1988). [5](#)
- [14] W. E. Lawrence y S. Doniach, en E. Kanda (ed.) *Proc. 12th Int. Conf. Low Temp. Phys.* (Kyoto, 1970; Keigaki, Tokyo, 1971), p. 361. [6](#)
- [15] Pierre Le Doussal, *Int. J. Mod. Phys. B* **24**, 3855 (2010). [6](#), [8](#), [15](#)
- [16] H. Pastoriza *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2951 (1994). [7](#), [11](#), [13](#), [44](#), [45](#)
- [17] M. Konczykowski *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, S331 (1991). [7](#), [61](#)
- [18] E. Zeldov *et al.*, *Nature* **375**, 373 (1995). [8](#)
- [19] N. Morozov *et al.*, *Phys. Rev. B* **54**, R3784 (1996). [9](#), [10](#), [41](#)

- [20] E. Zeldov *et al.*, *Europhys. Lett.* **30**, 367 (1995). [9](#), [12](#), [13](#)
- [21] D. Majer, E. Zeldov y M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1166 (1995). [11](#), [12](#), [13](#), [44](#)
- [22] C. P. Bean y J. D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964). [13](#)
- [23] K. H. Bennemann y J. B. Ketterson, *Superconductivity: Conventional and Unconventional Superconductors*, Springer (2008). [13](#)
- [24] A. Shaulov y D. Dorman, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 2680 (1988). [13](#), [14](#), [44](#)
- [25] M. I. Dolz *et al.*, *Phys. Rev. B* **90**, 144507 (2014). [14](#), [47](#)
- [26] R. Cubbit *et al.*, *Nature* **365**, 407 (1993). [15](#)
- [27] S. L. Lee *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **71**, 3862 (1993).
- [28] C. Bernhard *et al.*, *Phys. Rev. B* **52**, R7050 (1995). [15](#)
- [29] B. Khaykovich *et al.*, *Phys. Rev. B* **56**, R517 (1997). [14](#), [15](#)
- [30] N. Chikumoto *et al.*, *Physica (Amsterdam)* **185-189C**, 2201 (1991). [15](#)
- [31] B. Khaykovich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2555 (1996). [15](#)
- [32] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962). [16](#), [44](#), [48](#), [53](#)
- [33] N. Avraham *et al.*, *Nature* **411**, 451 (2001). [16](#), [17](#)
- [34] L. Civale *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991). [18](#)
- [35] M. Konczykowski *et al.*, *Phys. Rev. B* **44**, 7167 (1991). [18](#)
- [36] B. Khaykovich *et al.*, *Phys. Rev. B* **57**, R14088 (1998). [18](#), [19](#), [20](#)
- [37] S. S. Banerjee *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 87004 (2003). [19](#), [20](#), [21](#), [43](#)
- [38] A. Soibel *et al.*, *Nature* **406**, 282 (2000). [19](#)
- [39] Mariela A. Menghini, Tesis de Doctorado en Física, Instituto Balseiro, UNCuyo y CNEA, Bariloche, Argentina (2003). [19](#)
- [40] M. Konczykowski *et al.*, *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 150, Part 5 (2009). [20](#)
- [41] E. H. Hall, *American Journal of Mathematics* Vol. 2, No. 3, 287 (1879). [23](#)
- [42] H. H. Sample *et al.*, *J. Appl. Phys.* **61**, 1079 (1987). [26](#)

- [43] L. L. Soethout *et al.*, *J. Phys. F: Met. Phys.* **17**, L129-L134 (1987).
- [44] M. Levy y M. P. Sarachik, *Rev. Sci. Inst.* **60**, 1342 (1989). [26](#)
- [45] K. S. Novoselov *et al.*, *J. Appl. Phys.* **93**, 10053 (2003). [27](#)
- [46] Y. Sugiyama, *J. Vac. Sci. Technol. B* **13**, 1075 (1995). [27](#)
- [47] M. I. Dolz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 137003 (2015). [29](#)
- [48] M. I. Dolz *et al.*, *J. Low Temp. Phys.* **179**, 28 (2015). [41](#)
- [49] Y. M. Wang *et al.*, *Physica C* **341-348**, 1109-1110 (2000). [50](#)
- [50] J. Bardeen y M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965). [64](#)
- [51] G. Blatter *et al.*, *Rev. of Mod. Phys.* Vol. 66, No. 4, 1125 (1994). [66](#)
- [52] N. R. Cejas Bolecek *et al.*, “Vortex matter freezing in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ samples with a very dense distribution of columnar defects”, enviado a *Phys. Rev. B* (2015). [66](#)

Agradecimientos

Quiero agradecer a toda la gente que me hizo aprender, desde lo más técnico hasta lo más humano, durante este trabajo y durante toda mi etapa de estudiante. Empiezo agradeciendo a toda la tripulación del Laboratorio de Bajas Temperaturas, que fueron mis compañeros de trabajo durante la Maestría y que admiro por su pasión por la investigación. Da gusto trabajar en un lugar en el que la gente ama lo que hace. En particular, quiero agradecer a Pablo y Yanina, que me guiaron y acompañaron y me hicieron aprender muchísimo. A Gonzalo, con el que trabajamos en el último año y resultó ser una evidencia más de que trabajar en equipo es fabuloso. A Alejandro, del grupo de Teoría de la Materia Condensada, porque también me enseñó mucho e hizo un aporte distinto y muy valioso al trabajo. A Sergio, que aportó geniales ideas en momentos de desconcierto y me ayudó mucho con el lenguaje de las máquinas. A Santiago, del taller de BT, que con la mejor de las ondas construyó las piezas que necesité para los experimentos y me enseñó sobre el dibujo técnico de los diseños. A todos los becarios con los que compartí muchos momentos en el laboratorio, porque de todos aprendí algo y disfruté de su compañía.

También quiero agradecer a todos mis compañeros del Instituto Balseiro, con los que armamos un grupo lindísimo. Especialmente a los que fueron mis compañeros de casa: David, Nahuel, Vatrú, Rodri, Nacho y Nico, que fueron mi “familia” de todos los días. También a mis compañeros y amigos de San Juan y de Bariloche, con los que compartí una infinidad de grandes momentos en los últimos 7 años. Fue sin dudas una de las etapas más lindas de mi vida, de principio a fin y con todas sus sub-etapas. También agradezco a los profesores que tuve en estos años, pues de todos aprendí.

Y fundamentalmente, porque sin ellos nada de esto hubiera pasado, agradezco profundamente a mis papás, Laila y Felipe, que me apoyaron y acompañaron siempre, siempre, para que yo pueda estudiar, aprender y desarrollarme en el área que me apasiona. También a mis abuelas, Mirta y Cristina, a mis abuelos que ya no están pero que llevo dentro mío, Guillo y “Jucaldos”, a mi tía Laura que también me acompañó y apoyó en toda esta etapa, y a toda mi familia pues siempre me he sentido acompañado aún a la distancia. A Trilce, que me acompaña todos los días de la forma más hermosa y es una parte fundamental de mí.

Por último, quiero agradecer al Instituto Balseiro, que permitió que pueda volver

a mi ciudad para seguir aprendiendo y desarrollándome, y que me hizo descubrir de qué se trata la investigación científica. También agradezco a las instituciones del Estado que permiten que, como yo, tanta gente acceda a la educación pública en nuestro país. A todas las personas que defienden la educación pública, gratuita y de calidad, para que cada vez más pueda llegar a todos. Y a las instituciones y las personas que hacen que la ciencia y la tecnología crezca, se desarrolle, se multiplique y se comunique. Agradezco a mi país, y espero que todo lo que aprendí me permita darle una buena devolución, porque es el gran responsable de que hoy estemos acá, y no en otro lado, haciendo ciencia.